www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 29, 1968, no. 8/9

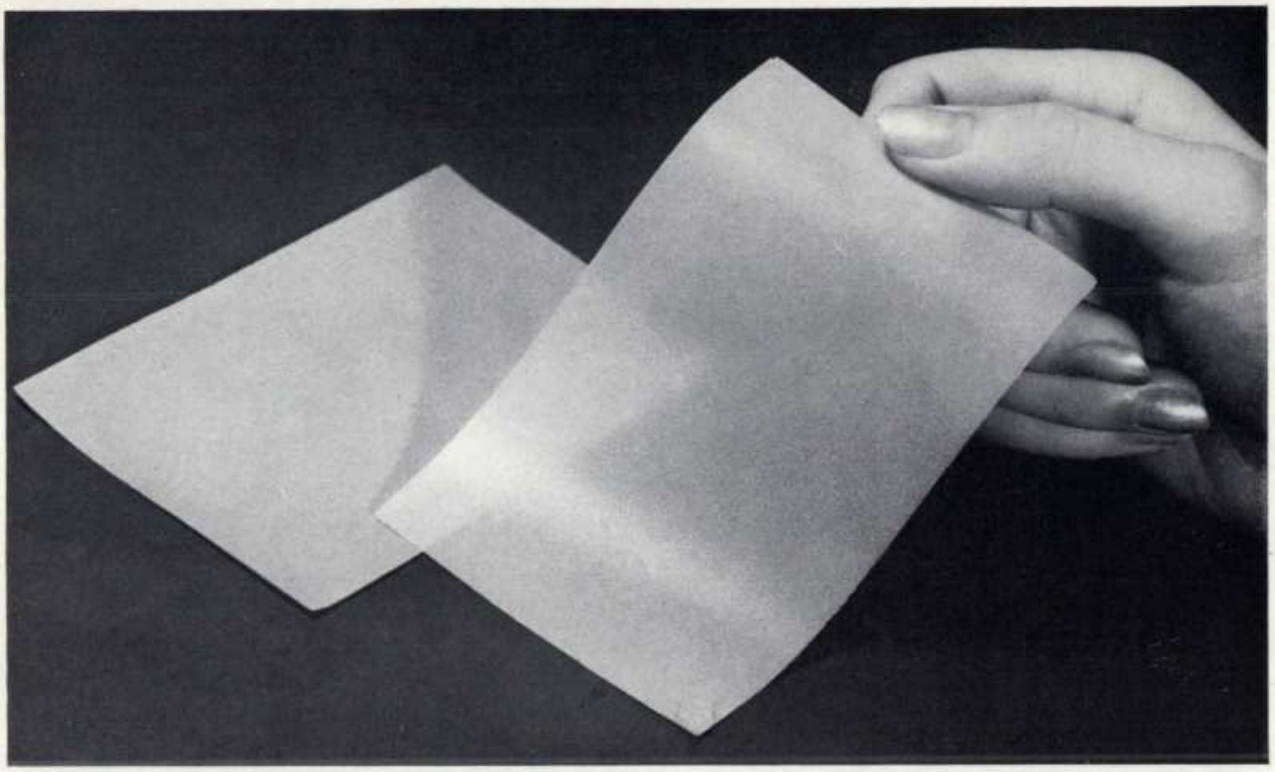
Bij de bouw van de nieuwe behuizing voor Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven is een belangrijke mijlpaal bereikt door de voltooiing van een hoog laboratoriumgebouw, dat ca. 35% van de tegenwoordige laboratoriumbevolking zal herbergen. Dit gebouw, dat de achtergrond van de hier gereproduceerde foto beheerst en dat, evenals de overige, is ontworpen, gebouwd en ingericht door Philips' Architecten- en Ingenieursbureau, zal 18 september door Zijne Excellentie de Minister van Onderwijs en Wetenschappen feestelijk worden geopend. Bij de opening zullen talrijke autoriteiten en vertegenwoordigers van het Nederlandstalige wetenschappelijk onderwijs en van niet-universitaire researchinstituten aanwezig zijn.

Op de foto ziet men links het reeds in 1963 voltooide eerste hoge laboratoriumgebouw (de ingebruikneming hiervan is indertijd door een speciaal nummer van dit tijdschrift — jaargang 25, no. 6/7 — gememoreerd). Op de voorgrond het lage werkplaatsgebouw dat daarbij behoort, en hierachter het speciale laboratorium voor kryogeen werk (links) en dat voor televisie-ontwikkeling, met de kleurentelevisie-studio. Rechts naast het nieuwe hoge gebouw ziet men het gebouwtje van het rekencentrum van het Natuurkundig Laboratorium, en hierachter een gedeelte van de bij het nieuwe laboratoriumgebouw behorende werkplaatsen.

Het nieuwe hoge laboratoriumgebouw is enigszins anders opgezet dan het eerste — men heeft natuurlijk lering getrokken uit de inmiddels opgedane ervaring. Zo bevat het, bij gelijke totale hoogte, acht in plaats van zeven verdiepingen, en de studeerkamers zijn niet gelegen aan één lange zijde van het gebouw (tegenover de laboratoriumkamers), maar geconcentreerd aan de twee einden van het gebouw. Op de foto ziet men de afscheiding van deze einden, waarin zich ook de liftkokers bevinden; aan een gemakkelijk onderling contact, in verticale evenals in horizontale richting, is weer veel aandacht besteed. Voor dit doel is het nieuwe hoge laboratoriumgebouw ook door een luchtbrug met het oudere verbonden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Monokorrellagen

T. S. te Velde en G. W. M. T. van Helden

Onderstaand artikel beschrijft een nieuwe technologie voor de vervaardiging van vastestofschakelingen, en wel in de vorm van vliesdunne soepele vellen. Deze techniek wordt vooralsnog vooral toegepast voor de vervaardiging van fotogeleiders en zonnebatterijen, doch biedt ook perspectieven voor de produktie van weerstanden, condensatoren, diodes, enz.

Voor de vervaardiging van vastestofschakelingen zijn tegenwoordig vooral van betekenis de planaire techniek en de dunnelagen- ofwel opdamptechniek [1]. Voor de *planaire techniek* laat men germanium en silicium groeien tot grote monokristallen met een hoge graad van chemische zuiverheid en fysische perfectie. Deze kristallen worden tot platen gezaagd, waarna een geraffineerd gebruik gemaakt wordt van oxidatie, diffusie en fotoetstechnieken om in de platen de verlangde plaatselijke doteringen aan te brengen. Dit gebeurt per plaat gelijktijdig voor duizenden vakjes ter grootte van 1 mm^2, die vervolgens worden losgezaagd en van contacten voorzien. Zo produceert men in de elektronische industrie op grote schaal diodes en transistors.

De *dunnelagentechniek* kan men op veel meer materialen toepassen dan alleen germanium en silicium, maar de aldus vervaardigde schakelingselementen zijn meestal polykristallijn. Dit beperkt de mogelijkheden van deze techniek, aangezien de elektronische functie van een aantal vastestofschakelingen het best tot zijn recht komt in monokristallijn materiaal. Dit geldt in het bijzonder voor schakelingen met transistorfunctie [2], in mindere mate ook voor b.v. fotogeleiders, doch niet of nauwelijks voor weerstanden en condensatoren. Weerstanden en condensatoren kunnen met de dunnelagentechniek in het algemeen goedkoper gemaakt worden dan met de planaire techniek, en men kan er bovendien grotere weerstands- en capaciteitswaarden mee realiseren. Voor de produktie van weerstanden en condensatoren is de dunnelagentechniek dan ook zeer belangrijk.

In het Philipslaboratorium te Eindhoven hebben wij

Ir. T. S. te Velde en G. W. M. T. van Helden, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een methode ontwikkeld die bepaalde voordelen van beide genoemde technieken, de monokristalliniteit en de grotere vrijheid in de keuze van afmetingen en van elektrische parameters, combineert. Het kweken van grote monokristallen is kostbaar en voor vele materialen niet mogelijk. Wij hebben ons nu gerealiseerd dat bij het maken van monokristallijne schakelingselementen in feite een omweg gevolgd wordt — eerst wordt een groot kristal gemaakt, dat vervolgens weer in kleine stukken wordt gezaagd —, en wij kwamen op de gedachte gebruik te maken van materiaal in poedervorm. Poeders bestaan veelal uit kleine monokristallen. Het is mogelijk het poeder zo te prepareren dat de kristallen stuk voor stuk fysisch perfect zijn. Ook de chemische samenstelling en de grootte van de poederkorrels laten zich in vele gevallen uitstekend beheersen.

In de door ons ontwikkelde techniek van *monokorrellagen* wordt een verzameling van dergelijke korrels, alle van ongeveer gelijke grootte, ingebed in een vel kunststof, b.v. polyurethaan (een thermohardende lak). De korrels bevinden zich in het vel dicht naast elkaar; niet bóven elkaar, de laag is nergens meer dan één korrel dik. Essentieel is dat de korrels onderling geïsoleerd zijn door de kunststof en *dat ze aan één of aan beide zijden uit het vel steken.*

Deze vliesdunne, lichte en soepel buigzame vellen kunnen gemaakt worden volgens een in beginsel zeer eenvoudige — en daardoor goedkope — werkwijze, die in *fig. 1* schematisch is weergegeven. Een dunne lijmlaag wordt op een starre vlakke ondergrond aangebracht (*a*). Hierop strooit men de te verwerken korrels, die aan de lijm blijven plakken als vliegen aan een ouderwetse vliegenvanger (*b*). De overtollige, niet-geplakte korrels worden eraf geborsteld (*c*) en het geheel wordt gedoopt in een thermohardende lak, die de ruimten tussen de korrels opvult (*d*). Door etsen kunnen de toppen der korrels worden vrijgemaakt van lak (*e*). Na drogen en harden kan het verkregen vel van de ondergrond worden losgemaakt (*f*), en na verwijdering van de lijmresten komen ook de onderkanten van de korrels bloot (*g*). De korrels kunnen ten slotte onderling worden verbonden, b.v. door opdampen van een geleidend metaallaagje (*h*). Ze kunnen hierbij op de gebruikelijke wijze, b.v. met behulp van maskers, groepsgewijs parallel en in serie geschakeld worden.

De titelfoto toont een tweetal fotogeleidende CdS-vellen die op deze wijze gemaakt zijn. *Fig. 2* geeft een bovenaanzicht gezien door een microscoop (*a*), en een doorsnede (*b*). In de doorsnede is het geleidende laagje duidelijk zichtbaar.

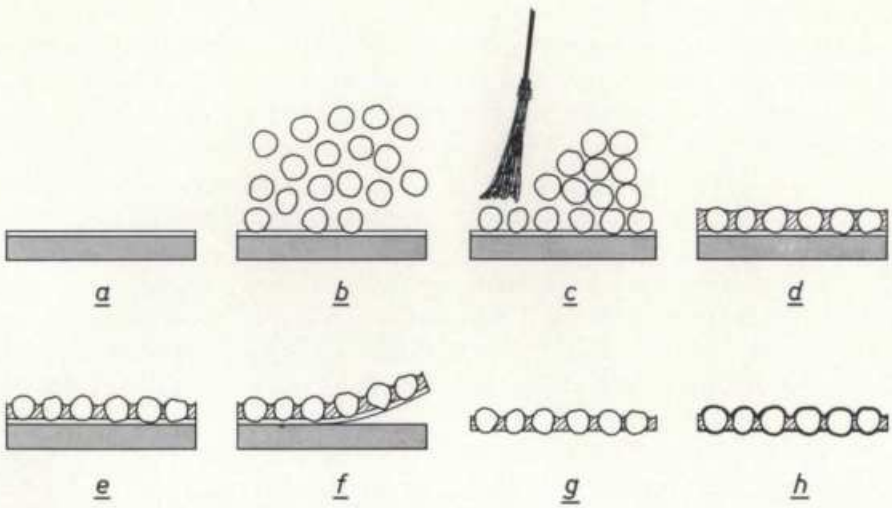


Fig. 1. De opeenvolgende stadia bij de vervaardiging van monokorrellagen (schematisch). *a*) Op een ondergrond wordt lijm aangebracht. *b*) Er wordt poeder op gestrooid. *c*) De niet-geplakte korrels worden eraf geborsteld. Er wordt een lak aangebracht (*d*), waarvan de bovenste laag wordt weggeëtst (*e*). De lak wordt gehard en het verkregen vel wordt losgemaakt van de ondergrond (*f*). Na oplossen van de lijm (*g*) wordt aan beide zijden van het vel een dun metaallaagje aangebracht (*h*).

Deze nieuwe technologie opent belangrijke perspectieven voor vele toepassingen. Men kan volgens dit principe een grote verscheidenheid van schakelingselementen vervaardigen, zoals weerstanden, condensatoren, diodes, fotogeleiders en zonnebatterijen. In dit artikel bespreken we als voorbeeld de vervaardiging en de eigenschappen van fotogeleidende CdS-vellen. In het

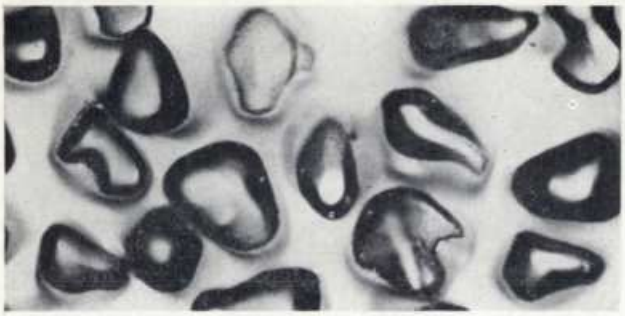
[1] Voor de planaire techniek zie b.v. A. Schmitz, Philips techn. T. **27**, 152, 1965/66, en voor de dunnelagentechniek b.v. E. C. Munk en A. Rademakers, Philips techn. T. **27**, 141, 1965/66.

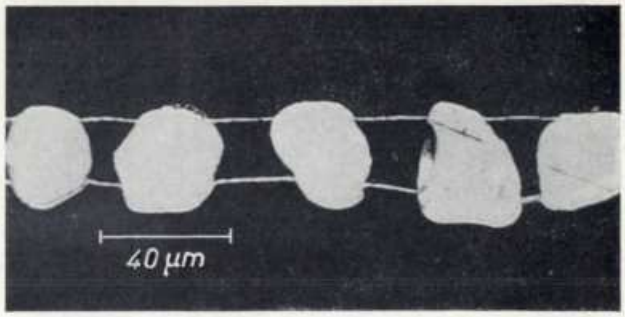
[2] Zie b.v. H. C. de Graaff en H. Koelmans, Phillips techn. T. **27**, 160, 1965/66.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

a





b

Fig. 2. *a*) Bovenaanzicht en *b*) doorsnede van fotogeleidend CdS-vel, gezien door een microscoop.

laatste hoofdstuk schenken we aandacht aan de toepassingsmogelijkheden van volgens deze methode vervaardigde zonnebatterijvellen.

Fotogeleidende CdS-vellen

Voor het vervaardigen van fotogeleidende vellen prepareren we CdS-korrels met een diameter van ongeveer 40 µm [3] en we doteren deze met koper en chloor. Als lijm kiezen we een rubberlijm, als lak polyurethaanlak. Nadat het vel van de ondergrond is losgemaakt en de lijm is verwijderd, brengen we aan de zijde van het CdS-vel waarop later het licht moet vallen als elektrode een laagje goud aan, zo dun dat het transparant is voor licht. Goud is het meest geschikt hiervoor, daar het een groot geleidingsvermogen heeft bij een geringe lichtabsorptie. Voor de andere zijde van het vel gebruiken we als geleidend materiaal b.v. het goedkopere cadmium.

Tussen de elektrodes en de CdS-korrels wensen we een „ohms" contact te realiseren met een zo klein mogelijke overgangsweerstand. Hierin zijn we geslaagd door de korrels, vóór het aanbrengen van de elektrodes, aan het oppervlak sterk *N*-geleidend te maken [4]. De gebruikelijke methode hiervoor, diffusie van indium, kan in dit geval niet toegepast worden, aangezien we daarvoor temperaturen nodig hebben waartegen de gebruikte polyurethaanlak niet bestand is. Toegepast is daarom een gasontlading bij kamertemperatuur in een met argon gevulde ruimte, waarbij het vel negatief gepoold wordt, zodat het met positieve argon-ionen beschoten wordt. Ten gevolge van het ionenbombardement ontstaan zwavelvacatures in de oppervlaklaag van de korrels (zwavel is vluchtiger dan Cd, hiervan verdampt er dus meer), die het oppervlak sterk *N*-geleidend maken.

Ten einde de eigenschappen van de aldus verkregen fotocel te kunnen beoordelen, dienen we dit type fotocel — d.i. de *sandwichcel*, met elektrodes aan *weerszijden* van het fotogeleidende materiaal —, te vergelijken met het tot dusver veel meer toegepaste type van de *spleetcel* (gap cell), waarbij de elektrodes in de vorm van evenwijdige stroken of in elkaar grijpende kammen aan één zijde van het fotogeleidende materiaal zijn aangebracht.

Een belangrijke eigenschap van een fotocel is zijn stralingsgevoeligheid, d.i. het quotiënt van de fotostroom die hij kan leveren en de energiestroom van de opvallende straling. De stralingsgevoeligheid van een fotocel is omgekeerd evenredig met het kwadraat van de afstand tussen de elektrodes en hangt verder af van de spanning tussen de elektrodes, de levensduur en de beweeglijkheid van de ladingdragers, enz. Kleine elektrodenafstanden heeft men tot dusver op de goedkoopste wijze kunnen realiseren bij fotocellen van het spleettype. Zo kan men bij spleetcellen van geperst en gesinterd CdS [5] de elektrodenafstand verkleinen tot 200 µm. Verder verkleinen van de elektrodenafstand leidt bij dit type fotocel nauwelijks meer tot verhoging van de stralingsgevoeligheid, doordat de weerstand der elektrodes zelf en hun overgangsweerstand relatief te groot worden. Bij het door ons vervaardigde fotogeleidende CdS-vel is door de andere elektrodenconfiguratie de weerstand der elektrodes onder vergelijkbare omstandigheden veel kleiner. Maar vooral van belang is dat hun *overgangsweerstand* door de speciale wijze waarop de contacten gerealiseerd zijn, zeer klein gemaakt is. Wij hebben CdS-vellen met verwaarloosbare overgangsweerstand kunnen vervaardigen met een elektrodenafstand van 40 µm. Dit betekent dat, vergeleken met spleetcellen van hetzelfde materiaal, bij dezelfde spanning tussen de elektrodes, dezelfde indringdiepte der straling enz., de gevoeligheid 25× zo groot gemaakt kan worden.

Bij deze vergelijking is nog niet in aanmerking genomen dat de CdS-korrels monokristallijn zijn, in tegenstelling tot het gesinterde CdS van de fotogeleider van het spleettype. Dank zij de monokristalliniteit van het CdS vertonen de CdS-vellen niet de hinderlijke nawerkingsverschijnselen die verband houden met de aanwezigheid van korrelgrenzen [6].

Fig. 3 toont de spectrale gevoeligheidscurve van een door ons vervaardigd CdS-vel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Zonnebatterijvellen

In vele laboratoria van de wereld werkt men aan *zonnebatterijen* voor de omzetting van zonne-energie in elektrische energie. De ruimtevaart is een belangrijk toepassingsgebied voor deze batterijen. De zonnebatterijen die men hier toepast zijn in het algemeen gemaakt van plakken monokristallijn silicium waarin een *P-N*-overgang is gerealiseerd [7]. De elektronen en gaten die door de opgevangen straling in het gebied van de *P-N*-overgang vrijgemaakt worden vloeien naar tegenovergestelde kanten hiervan. Aldus wordt een elektrische spanning opgewekt die, bij aansluiting van een uitwendige stroomkring, een elektrische stroom doet vloeien.

Deze zg. monolithische zonnebatterijen zijn vrij kostbaar. Dit heeft verschillende oorzaken:

1) De kosten verbonden aan het kweken van grote monokristallen silicium en het vervolgens weer tot platen zagen der kristallen. We hebben hier reeds in de inleiding op gewezen.

2) Om de kosten aan materiaal te beperken, zal men zo dun mogelijke siliciumplakken willen gebruiken. Maar naarmate men de plakken dunner, en daardoor breekbaarder, maakt, nemen de kosten van bewerking, contactering enz. toe. In het algemeen is men hierdoor gedwongen dikkere siliciumplakken te gebruiken dan nodig is voor de eigenlijke energieopwekking, i.c. voor de absorptie van zonnestraling.

Dit betekent tevens dat deze monolithische zonnebatterijen *zwaarder* zijn dan nodig is voor hun eigenlijke functie. Vooral dit laatste vormt een nadeel voor hun toepassing in de ruimtevaart — zeker voor toekomstige ontwikkelingen, zoals het maanproject, waarbij zeer grote vermogens gevergd zullen worden en men bovendien met het te vervoeren gewicht extra-zuinig moet omspringen. Het is dan ook begrijpelijk dat men reeds is gaan proberen zonnebatterijen te maken van dunne opgedampte lagen. Een klein verlies aan rendement door de polykristalliniteit van het opgedampte materiaal wil men hierbij wel accepteren. Een aantrekkelijk alternatief lijkt ons, monokorrellagen toe te passen. Men kan hiermee in principe flexibele vellen van willekeurig grote oppervlakte en gering gewicht maken — vellen die opgerold kunnen worden vóór de lancering en later in de ruimte ontplooid.

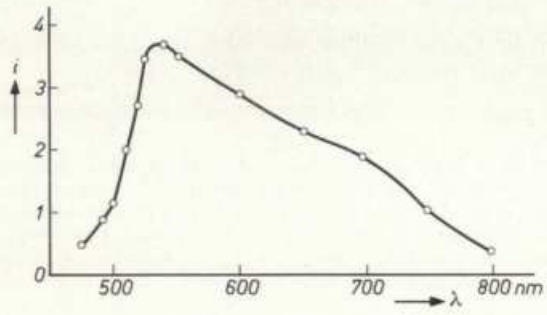


Fig. 3. Spectrale gevoeligheidscurve van een fotogeleidend CdS-vel. De fotostroom i is uitgezet in willekeurige eenheden. (De metingen zijn verricht door J. H. Haanstra van dit laboratorium.)

Wij hebben vellen gemaakt van CdS-korrels waarop wij epitaxiaal een laagje $Cu_{2-\delta}S$ (met kleine waarde δ) lieten groeien [8]. Het CdS werd zo gedoteerd dat het sterk *N*-geleidend werd, het $Cu_{2-\delta}S$ vormde het *P*-gebied (*fig. 4*). De zonnestraling wordt geabsorbeerd door het laagje $Cu_{2-\delta}S$. Aangezien de absorptiecoëfficiënt van dit materiaal bijzonder groot is, vergeleken met silicium, kan men het laagje zeer dun, en daarmee het vel heel licht maken. Aan de praktische realisering van deze zonnevellen wordt gewerkt.

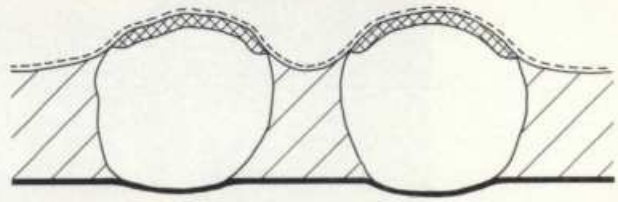


Fig. 4. Na het inbedden van sterk *N*-geleidende CdS-korrels hebben we epitaxiaal een *P*-geleidend laagje $Cu_{2-\delta}S$ laten groeien op de uitstekende koppen van de korrels. Aan de zijde waarop we het licht willen laten vallen (boven), zijn de korrels onderling verbonden door een transparant goudlaagje.

Zou men erin slagen de directe omzetting van zonne-energie in elektrische energie, afgezien van ruimtevaarttoepassingen, ook economisch bruikbaar te maken, dan openen zich belangrijke andere perspectieven. In vele woestijngebieden is vaak wel grondwater voorhanden, maar ze moeten thans nog in hun onvruchtbare staat gelaten worden omdat een goedkope energiebron ontbreekt om dit grondwater op te pompen. Het ligt voor de hand zonne-energie — die daar overvloedig beschikbaar is — voor dit doel te gebruiken.

Dat een economische omzetting van deze energie overigens geen eenvoudige opgave is, mogen de volgende cijfers illustreren. Met monolithische zonnebatterijen van monokristallijn silicium behaalt men tegenwoordig een rendement van 10 à 15%. Uitgaande van dit rendement en van de tegenwoordige materiaalprijzen kan men berekenen dat de installatiekosten voor een

[3] Wij hebben ons hierbij in hoofdzaak gebaseerd op werk van drs. W. G. Gelling van dit laboratorium.

[4] Zie b.v. F. A. Kröger, G. Diemer en H. A. Klasens, Phys. Rev. **103**, 279, 1956, en ook L. Heijne, Philips techn. T. **25**, 269-270, 1963, in het bijzonder fig. 8.

[5] Zie b.v. N. A. de Gier, W. van Gool en J. G. van Santen, Philips techn. T. **20**, 285, 1958.

[6] Dit is aangetoond door dr. P. C. Scholten van dit laboratorium.

[7] Zie b.v. L. Heijne, Fysische grondslagen van de fotogeleiding, III. Inhomogeniteitseffecten, Philips techn. T. **29**, 230-244, 1968 (no. 7), in het bijzonder fig. 1*c*.

[8] Voor onderzoek aan monolithische zonnebatterijen gemaakt van $CdS/Cu_{2-\delta}S$, zie b.v. F. A. Shirland, Advanced Energy Conversion **6**, 201, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dergelijke „zonnegenerator" enige miljoenen guldens per kW bedragen, d.i. ruim honderd maal meer dan de installatiekosten per kW van een dieselgenerator. Bij gebruik van zonnevellen zou men reeds bij de huidige stand van zaken aanzienlijk goedkoper uitkomen dan met monolithische batterijen.

Voor een tentoonstelling hebben wij onlangs ter demonstratie van de mogelijkheden die de zonnevellen bieden een installatie in miniatuurformaat gebouwd, met een generator die op zonnevellen werkt en die een pompinrichting aandrijft.

Een ander demonstratie-object is het in *fig. 5* afgebeelde koetsje, dat met behulp van twee elektromotortjes aangedreven wordt door twee zonnevellen. Het linkse vel drijft het rechterwiel aan, het rechtse vel het linkerwiel. (Door deze eenvoudige kunstgreep wordt niet alleen het koetsje voortbewogen indien men het in een lichtbundel plaatst, maar bovendien blijft het vanzelf binnen de lichtbundel. Indien immers b.v. het linkse vel bij het voortrijden van het koetsje buiten de lichtbundel treedt, wordt het *rechterwiel* met kleinere snelheid voortbewogen en zo wordt het koetsje in de juiste richting bijgestuurd.)

Tonen deze voorbeelden de mogelijkheden van zonnevellen voor speelgoed, het belangrijkste toepassingsterrein lijkt ons vooralsnog de ruimtevaart. Welke ontwikkelingen zich in de ruimtevaart ook mogen voltrekken: het in gebruik nemen van ruimtestations en ruimtelaboratoria, de uitvoering van het maanproject, misschien zelfs de exploitatie van de bodemrijkdommen van de maan — men zal rekening moeten houden met een groeiende behoefte aan grote vermogens die zonder meevoeren van brandstof en door een zo licht mogelijke installatie geleverd zullen moeten worden.

Fig. 5. Tweewielig speelgoedkoetsje, dat aangedreven wordt door twee elektromotortjes, die onder de as van de wielen zijn aangebracht en die uit twee „zonnevellen" worden gevoed. Het linkse zonnevel voedt het rechterwiel, het rechtse vel het linkerwiel. Het koetsje beweegt zich voort als men het in een lichtbundel plaatst (en het blijft, door de kruiselingse voeding, vanzelf binnen de bundel).

Samenvatting. Poeders bestaan veelal uit monokristalletjes, die men een hoge graad van fysische perfectie kan geven en waarvan de chemische samenstelling zich goed laat beheersen. Er wordt een technologie beschreven waarbij poederkorrels worden ingebed in een isolerend vel kunststof, b.v. polyurethaan, waar elke korrel aan weerszijden uitsteekt. De uitstekende delen der korrels van zo'n monokorrellaag kunnen, b.v. door opdampen van metaal, in elk gewenst patroon met elkaar verbonden worden. De methode is in het algemeen een goedkoop middel om monokristallijne schakelingselementen te maken. Speciale aandacht wordt gegeven aan fotogeleidende CdS-vellen en aan zonnebatterijvellen, welke zeer aantrekkelijk lijken voor toepassing b.v. in de ruimtevaart.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een vertragingslijn voor PAL-kleurentelevisieontvangers

F. Th. Backers

In ontvangers voor kleurentelevisie die werken volgens het PALd-systeem wordt de kleurinformatie ontleend aan het chrominantiesignaal van iedere lijn zelf en aan het vertraagde signaal van de vorige lijn in het raster. Om kleurfouten te voorkomen, moet de hierbij te gebruiken vertragingslijn een uiterst nauwkeurige fazelooptijd leveren. Het onderwerp van het onderhavige artikel is een voor dit doel ontwikkelde ultrasone vertragingslijn, vervaardigd van een speciaal hiervoor ontwikkelde glassoort.

Op de conferentie te Oslo in 1966 bleek het helaas niet realiseerbaar te komen tot één enkel in geheel Europa toe te passen overbrengingssysteem voor kleurentelevisie. Inmiddels hebben de meeste Europese landen een systeemkeuze gemaakt. Nederland zendt, evenals Duitsland, Engeland, Ierland, de Scandinavische landen, Zwitserland en Oostenrijk, volgens het PAL-systeem uit; Frankrijk, Rusland en een aantal Oosteuropese landen kozen het SECAM-systeem. Deze systemen zijn destijds vrij uitvoerig in dit tijdschrift besproken [1]. In ontvangers voor beide systemen worden *vertragingslijnen* gebruikt, die het chrominantiesignaal vertragen met een tijd die vrijwel gelijk is aan de periode van de televisielijnen (64 μs). Het gebruik van een dergelijke vertragingslijn is in een ontvanger voor het SECAM-systeem noodzakelijk. Een PAL-ontvanger kan ook zonder vertragingslijn worden gemaakt (PALs-ontvanger). Een ontvangsysteem waarbij wèl een vertragingslijn wordt gebruikt (PALd-ontvanger) biedt echter voordelen; voor een bespreking hiervan verwijzen wij naar het onder [1] aangehaalde artikel.

Het onderwerp van het onderhavige artikel is een in het Philipslaboratorium te Eindhoven ontwikkelde ultrasone vertragingslijn voor PAL-kleurentelevisieontvangers [2]. Deze vertragingslijn, waarbij op de bekende wijze gebruik wordt gemaakt van de voortplanting van ultrasone trillingen in een lichaam van geschikte vorm, is gemaakt van een speciaal hiervoor ontwikkelde glassoort.

Wij brengen eerst het principe in herinnering waarop de decodeerder in een PALd-ontvanger berust.

Dr. ir. F. Th. Backers, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep R.G.T. (Radio-, Grammofoon- en Televisie-apparaten), destijds medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Fig. 1, overeenkomende met fig. 9 van het aangehaalde artikel [1], geeft de vectorvoorstelling van het chrominantiesignaal van twee opeenvolgende rasterlijnen (natuurlijk aannemende dat de kleur tussen de twee lijnen niet verandert). Dit signaal bestaat uit twee componenten, $0{,}49(B'-Y')\sin\omega_s t$ en $0{,}88(R'-Y')\cos\omega_s t$, die beide informatie omtrent de kleur bevatten. Hierin

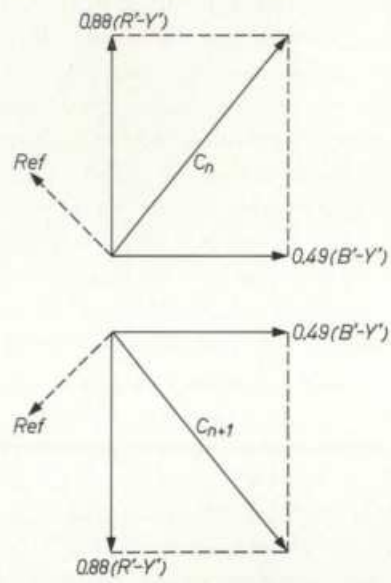


Fig. 1. Vectordiagram van de chrominantiesignalen C_n en C_{n+1} van twee opeenvolgende lijnen met dezelfde kleur, bij uitzending volgens het PAL-systeem. De faze van de component $0{,}88(R'-Y')\cos\omega_s t$ verschilt in opeenvolgende lijnen telkens 180°. *Ref* geeft het golftreintje („burst") weer dat mede wordt uitgezonden en dat dient voor synchrone detectie van het chrominantiesignaal (zie [1]).

[1] F. W. de Vrijer, Overbrengingssystemen voor kleurentelevisie, Philips techn. T. **27**, 169-182, 1965/66. Zie ook het onder [4] aangehaalde artikel, blz. 341 e.v.

[2] De te behandelen vertragingslijn is ook bruikbaar in ontvangers voor SECAM. Bij dit systeem worden in verschillende opzichten minder hoge eisen aan de vertragingslijn gesteld dan bij PAL.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn B' en R' resp. de γ-gecorrigeerde blauw- en roodsignalen en Y' een combinatie van deze signalen en het groensignaal G':

$$Y' = 0{,}30R' + 0{,}59G' + 0{,}11B'.$$

Verder is ω_s de hoekfrequentie van de hulpdraaggolf. Het is de taak van de decodeerder om het chrominantiesignaal te splitsen in deze beide componenten. In een PALd-ontvanger gebeurt dit door de som en het verschil te vormen van het chrominantiesignaal van iedere lijn en het vertraagde signaal van de vorige lijn. In overeenstemming met een gevormde usance zullen wij voorlopig aannemen dat de som de $(B' - Y')$-component levert en het verschil de $(R' - Y')$-component. Doordat bij het PAL-systeem de component $(R' - Y')\cos\omega_s t$ in de opeenvolgende lijnen telkens van teken wisselt, treedt een dergelijke tekenwisseling ook op in het overeenkomstige signaal dat de decodeerder levert. Deze tekenwisseling wordt in een ander deel van de ontvanger weer opgeheven.

Eisen voor een PAL-vertragingslijn

Fazelooptijd en groeplooptijd

Doordat bij ontvangers die werken volgens het PALd-systeem de kleurinformatie voor iedere lijn ontleend wordt aan deze lijn zelf èn aan de voorgaande lijn, kan een juiste kleurweergave alleen worden bereikt op plaatsen waar de kleur van overeenkomstige punten van twee opeenvolgende rasterlijnen dezelfde is. Deze beperking is voor de praktijk geen bezwaar, en hiervan gaan we dan ook uit om de eisen voor de vertragingslijn te formuleren. Eerst nemen wij aan dat de beide lijnen in hun geheel dezelfde kleur hebben. Het chrominantiesignaal heeft dan een constante amplitude en faze (afgezien van de kortstondige onderbrekingen tijdens de lijnsynchronisatie-impuls).

Nemen we aan dat de fazelooptijd van de vertragingslijn *exact* 64 µs is, dan worden aan de decodeerder twee signalen toegevoerd waarvan het vectordiagram in *fig. 2* is getekend. De fazerelatie tussen het vertraagde signaal $C_{n\tau}$ en het onvertraagde signaal C_n uit fig. 1 volgt uit het verband tussen de lijnfrequentie f_L (15 625 Hz) en de hulpdraaggolffrequentie f_s, welk verband voor het PAL-systeem luidt:

$$f_s = (283\tfrac{3}{4} + \tfrac{1}{625})f_L = 4\,433\,619 \text{ Hz}.$$

Een fazelooptijd van 64 µs komt dus overeen met een fazedraaiing van $64\times10^{-6}\times4\,433\,619 = 283{,}752$ periodes. $C_{n\tau}$ zal daarom $0{,}248 \approx \frac{1}{4}$ periode ofwel ca. 90° in faze vóór zijn ten opzichte van C_n.

Uit fig. 2 blijkt dat in het hier geschetste geval de beide componenten van het chrominantiesignaal *niet* verkregen kunnen worden door optellen of aftrekken van $C_{n\tau}$ en C_{n+1}; een fazelooptijd van exact 64 µs is dus voor deze splitsingsmethode niet bruikbaar. Om het gevraagde doel wèl te bereiken, moet men de fazelooptijd zo kiezen dat de $(B' - Y')$-component van het vertraagde signaal $C_{n\tau}$ *in faze* is met de overeenkomstige component van het signaal C_{n+1} van de volgende lijn. Hiervoor moet het chrominantiesignaal C_n in de vertragingslijn een fazedraaiing van een geheel aantal malen 2π radialen ondergaan. Deze situatie ontstaat als de fazedraaiing precies 284, of $284 \pm p$, periodes bedraagt (p is een willekeurig geheel getal), corresponderend met een fazelooptijd

$$\tau = (284 \pm p)/f_s = 63{,}943 \pm (p\times0{,}226)\ \mu\text{s}.$$

Het is echter geen dwingende eis om de $(B'-Y')$-component te laten ontstaan door *sommeren* van $C_{n\tau}$ en C_{n+1}, en de $(R'-Y')$-component door *aftrekken*. Men kan ook het signaal C_n een zodanige vertraging geven dat sommeren van $C_{n\tau}$ en C_{n+1} de $(R'-Y')$-component oplevert en aftrekken de $(B'-Y')$-component. Kennelijk moet dan de fazedraaiing van de vertragingslijn een oneven aantal malen π rad bedragen. De vectorvoorstelling van de desbetreffende signalen is voor dit geval getekend in *fig. 3*.

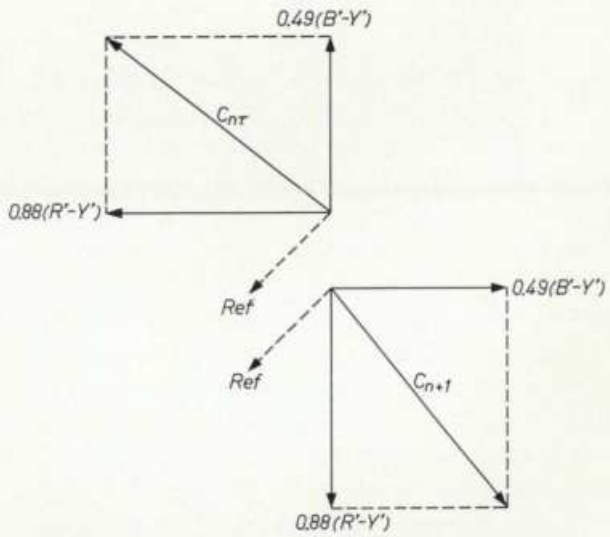


Fig. 2. Het met exact 64 µs vertraagde chrominantiesignaal $C_{n\tau}$ van een lijn, te zamen met het onvertraagde signaal C_{n+1} van de volgende lijn. In dit geval kan men de beide componenten *niet* verkrijgen door eenvoudig optellen en aftrekken van de beide signalen.

Een afwijking van de bovengenoemde fazelooptijd geeft bij een PALd-ontvanger een zelfde storing in het beeld als die welke in een PALs-ontvanger ontstaat bij het optreden van differentiële fazefouten: schijnbaar bewegende strepen, die bekend staan als „Hanover bars". Doordat bij een fout in de vertragingslijn alleen het vertraagde signaal een foutieve faze heeft, is de faze-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fout die hierbij toegelaten kan worden tweemaal zo groot als de bij PALs toelaatbare differentiële fazefout. Experimenten hebben aangetoond dat de fazefout in een PAL-vertragingslijn tot $\pm 12°$ mag bedragen, overeenkomende met een toelaatbare afwijking in de fazelooptijd van ongeveer 7,5 ns.

Hebben we niet te maken met een egaal gekleurd vlak, dan zijn de beide componenten van het chrominantiesignaal in amplitude gemoduleerd. Er treden dan signaalcomponenten op met frequenties ter weerszijden van die van de hulpdraaggolf. Deze zijcomponenten liggen ongeveer in het frequentiegebied 4,43 $\pm$ 1 MHz. Vertonen twee opeenvolgende lijnen een zelfde kleurverloop, wat b.v. het geval is als het beeld bestaat uit verticale gekleurde balken, dan treden alleen zijcomponenten op met frequenties die een geheel veelvoud van de lijnfrequentie (15 625 Hz) hoger of lager zijn dan die van de hulpdraaggolf. Deze zijcomponenten ondergaan in de vertragingslijn een andere fazedraaiing dan de hulpdraaggolf. Het gehele signaal zal echter onvervormd vertraagd worden als voor alle componenten de fazedraaiing een geheel aantal malen 2π rad bedraagt. In *fig. 4* is dit voor een speciaal geval geïllustreerd. Eenvoudigheidshalve is hier aangenomen dat de kleurverschilsignalen $R' - Y'$ en $B' - Y'$ bestaan uit een gelijkstroomdeel, waarop een sinusvormig signaal is gesuperponeerd. De beide componenten van het chrominantiesignaal C_n bevatten dan ieder slechts twee zijcomponenten (fig. 4*a*). Nemen we ook nog aan dat door fouten in de zender, de transmissieweg of de ontvanger de laatstgenoemde componenten ten opzichte van hun draaggolf een verandering in grootte en in faze hebben ondergaan, dan kan de vectorvoorstelling C_n^* van het ingangssignaal van de vertragingslijn een vorm hebben zoals in fig. 4*b* is getekend. Ondergaan nu alle componenten een fazedraaiing van een geheel aantal malen 2π rad, dan stelt fig. 4*b* tevens het uitgangssignaal $C_{n\tau}^*$ van de vertragingslijn voor. Het onvervormde signaal C_{n+1} van de volgende lijn is getekend in fig. 4*c*; ondergaat dit signaal dezelfde vervorming als C_n, dan ontstaat C_{n+1}^* (fig. 4*d*). Dit laatste signaal is dan beschikbaar gelijktijdig met $C_{n\tau}^*$. Door optellen en aftrekken van C_n^* en C_{n+1}^* krijgen we ook hier weer de beide componenten van het chrominantiesignaal.

Fig. 4 illustreert tevens een bijkomstig, doch niet onbelangrijk, voordeel van het PAL-systeem. Als het

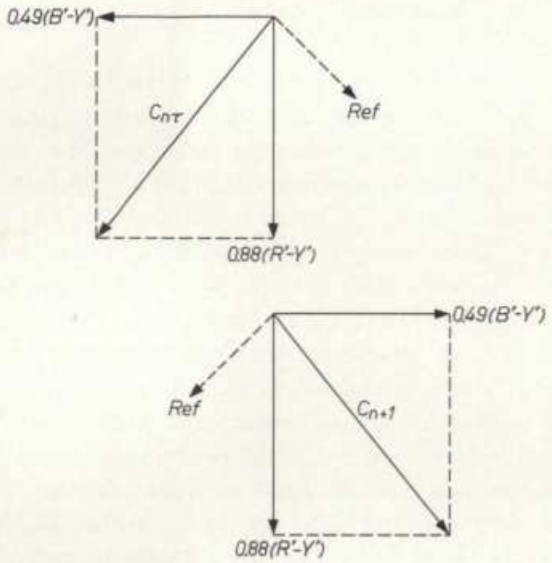


Fig. 3. Bij een fazedraaiing door de vertragingslijn van een oneven aantal malen π rad kan door optellen van $C_{n\tau}$ en C_{n+1} het $(R'-Y')$-signaal worden verkregen, en door aftrekken het $(B'-Y')$-signaal.

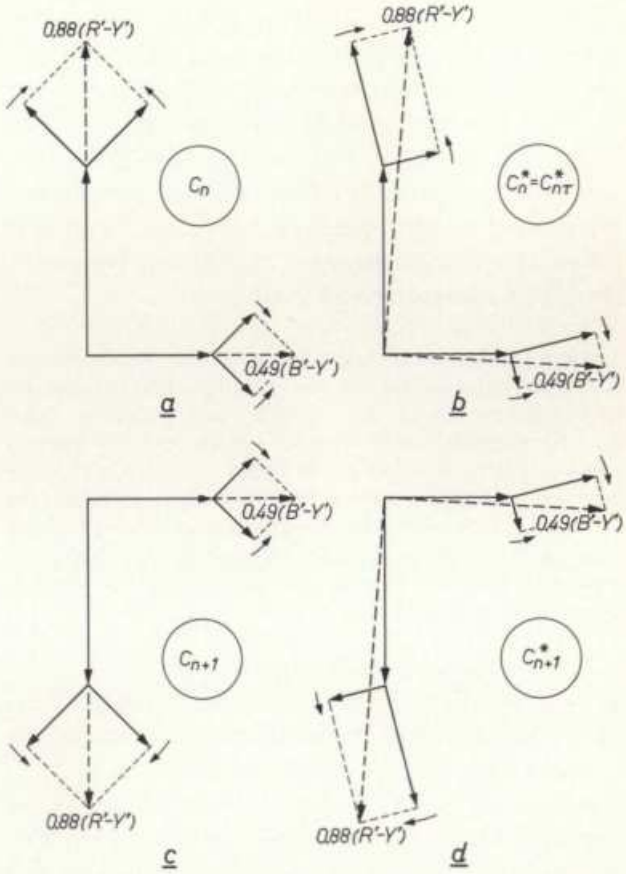


Fig. 4. *a*) Vectorvoorstelling van de beide componenten van het chrominantiesignaal C_n indien de kleurverschilsignalen bestaan uit een gelijkstroomdeel en een zuiver sinusvormig gedeelte. Iedere component van het chrominantiesignaal bevat dan twee zijcomponenten.
b) De componenten van het chrominantiesignaal C_n^* die ontstaan als de zijcomponenten een fout in grootte en faze vertonen. Is de fazedraaiing voor alle componenten een geheel aantal malen 2π rad, dan geeft deze figuur tevens het vertraagde signaal $C_{n\tau}^*$ weer.
c) Het onvervormde chrominantiesignaal C_{n+1} van de volgende lijn.
d) Het signaal C_{n+1}^* dat uit C_{n+1} ontstaat als ook hierbij de zijcomponenten een fout in grootte en faze vertonen. Door deze vervorming ontstaat in een PAL-decodeerder geen kwadratuuroverspraak.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

chrominantiesignaal lineaire vervorming heeft ondergaan, behoeft dit niet te leiden tot overspreken van de ene component op de andere („kwadratuur-overspraak"). In een NTSC-decodeerder zou dit wèl plaatsvinden. Bij een PALs-ontvanger heeft men dit voordeel ook, althans wanneer de uitmiddeling van het vertraagde en het niet-vertraagde signaal door het oog effectief werkt. Het uitmiddelen door middel van een vertragingslijn werkt echter veel beter.

Het is in dit verband interessant op te merken dat het niet goed uitmiddelen van het oog, waardoor bij een PALs-ontvanger kwadratuur-overspraak en „Hanover bars" ontstaan, waarschijnlijk grotendeels te wijten is aan het feit dat ten gevolge van de interliniëring de storingen in verticale richting schijnen te bewegen. Wanneer het oog deze beweging volgt, is inderdaad van uitmiddelen geen sprake. Dit zou tevens een verklaring kunnen zijn voor het feit dat men van de genoemde storingen weinig last ondervindt in detailrijke delen van het beeld, waar de beweging steeds wordt onderbroken.

In het algemeen zullen de componenten van het chrominantiesignaal niet zuiver sinusvormig gemoduleerd zijn en hierdoor meer dan twee zijcomponenten bevatten. Een dergelijk signaal wordt onvervormd vertraagd als de fazedraaiing per 15 625 Hz met 2π rad toeneemt. De fazekarakteristiek (fazedraaiing als functie van de hoekfrequentie) is dan een rechte lijn met een helling van 2π rad/($2\pi \times 15\,625$ rad/s) = 64 µs. Een tweede voorwaarde voor de fazekarakteristiek werd reeds hierboven genoemd: bij de frequentie van de hulpdraaggolf moet de fazedraaiing een geheel aantal malen π rad zijn. In *fig. 5* zijn met getrokken lijnen een aantal karakteristieken getekend die aan beide voorwaarden voldoen. De streeplijn, die door de oorsprong gaat en die bij de frequentie van de hulpdraaggolf

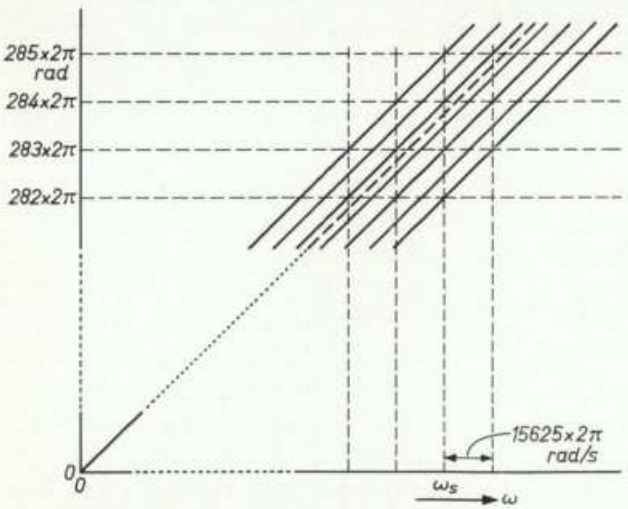


Fig. 5. Fazekarakteristieken van een vertragingslijn. Bij alle lijnen is de groeplooptijd 64 µs. De streeplijn correspondeert bij de hulpdraaggolf niet met een fazedraaiing van een geheel aantal malen π rad en voldoet daarom niet. De getrokken lijnen voldoen wel.

correspondeert met een fazelooptijd van exact 64 µs, voldoet niet aan de tweede voorwaarde. Immers, hoewel hiervan de helling de juiste waarde heeft, is bij de hoekfrequentie ω_s van de hulpdraaggolf de fazedraaiing 283,752 × 2π radialen.

De helling van de fazekarakteristiek van een netwerk is gelijk aan de *groeplooptijd* [3]; men kan daarom de eisen, te stellen aan een PAL-vertragingslijn, ook als volgt omschrijven. De fazedraaiing voor de hulpdraaggolf moet een geheel aantal malen π rad zijn en de groeplooptijd moet 64 µs zijn. Aan de nauwkeurigheid van de groeplooptijd worden niet zulke zware eisen gesteld als aan de fazedraaiing. Het is gebleken dat een afwijking van ± 50 ns in de groeplooptijd toelaatbaar is. Bovendien kan voor de fazekarakteristiek een zekere afwijking van de rechte lijn worden toegelaten.

Ongewenste reflexies

Het is mogelijk dat op de uitgangstransducent van de vertragingslijn signalen arriveren die de vertragingslijn door ongewenste reflexies meer dan eens hebben doorlopen en zodoende een vertraging hebben ondervonden die enkele malen de gewenste vertragingstijd is. We spreken dan b.v. van 2τ- of 3τ-reflexies. De kleurinformatie die deze signalen bevatten komt resp. een of twee rasterlijnen te laat. Doordat bij PAL de (R'—Y')-component in de opeenvolgende lijnen van teken wisselt, is een 2τ-reflexie veel hinderlijker dan een 3τ-reflexie. Een signaal dat zijn oorsprong vindt in een 3τ-reflexie wordt immers toegevoegd aan het signaal van een lijn van hetzelfde type. In egaal gekleurde vlakken is dit niet zichtbaar; storingen ontstaan alleen op plaatsen waar verticale kleurovergangen aanwezig zijn. Een signaal van een 2τ-reflexie wordt echter toegevoegd aan een lijn van het andere type. Hierdoor kunnen in de egaal gekleurde vlakken voor sommige kleuren strepen ontstaan die dezelfde indruk geven als de eerder genoemde „Hanover bars". Om deze reden moeten 2τ-reflexies in veel sterkere mate worden onderdrukt dan 3τ-reflexies.

Overige eisen

Tot slot vermelden wij nog enkele andere eisen waaraan een PAL-vertragingslijn moet voldoen.

De *amplitudekarakteristiek* moet uiteraard redelijk vlak zijn. Het is aanvaardbaar gebleken dat de 3-dB-bandbreedte 1,8 MHz bedraagt. (De centrale frequentie is uiteraard 4,43 MHz.)

De *tussenschakeldemping* moet natuurlijk liefst zo klein mogelijk zijn om verlies aan signaalsterkte te voorkomen.

De *temperatuur* waarbij de vertragingslijnen in televisieontvangers gebruikt worden ligt tussen 20 en 50 °C. In dit gebied moet dus aan alle bovengenoemde eisen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden voldaan. Ook bij temperatuurvariaties in een wat groter gebied, −20 tot +70 °C, mogen natuurlijk geen blijvende veranderingen in de eigenschappen optreden. Vooral met betrekking tot de fazelooptijd is dit een zeer zware eis; door het gebruik van een speciaal ontwikkelde glassoort heeft men hieraan kunnen voldoen.

De uitvoeringsvorm

De constructie van ultrasone vertragingslijnen en hun toepassing voor diverse doeleinden bij televisie zijn enkele jaren geleden in dit tijdschrift behandeld [4]. Daar is reeds vermeld dat voor het vertragen van een elektrisch signaal met één lijntijd een glaslichaam van geschikt gekozen vorm en afmetingen goed bruikbaar is. Bij de door ons ontwikkelde vertragingslijn heeft het glaslichaam (*fig. 6*) ongeveer de afmetingen 80×40×18 mm. De *ingangstransducent* T_1 zet het elektrische ingangssignaal om in mechanische schuiftrillingen, die zich in het glazen lichaam voortplanten in de met *A* aangegeven richting. De aan het facet *F* gereflecteerde trillingen bewegen zich volgens *B* en bereiken zodoende de *uitgangstransducent* T_2, waar zij weer in elektrische signalen worden omgezet.

De transducenten bestaan uit dunne plaatjes *P* van keramisch piëzo-elektrisch materiaal (een vaste oplossing van loodzirkonaat-titanaat, codenaam PXE 3). De grote vlakken van de plaatjes zijn voorzien van opgedampte elektrodes. Om piëzo-elektrische eigenschappen te krijgen, moet het materiaal gepolariseerd worden. Dit geschiedt door de transducenten bij hoge temperatuur te brengen in een sterk elektrisch veld dat tijdens het afkoelen gehandhaafd blijft. De polarisatierichting is loodrecht op het vlak van fig. 6. De transducenten kunnen dan binnen een bepaald frequentiegebied, dat door hun dikte wordt bepaald, schuiftrillingen opwekken en ontvangen. Het materiaal PXE 3 geeft deze trillingen tamelijk goed aan het glas door; hierdoor kan de gewenste bandbreedte worden verkregen met een kleine tussenschakeldemping.

Zou men de grote vlakken van een plaatje met de hier gekozen afmetingen (10×12×0,23 mm) bedekken met ononderbroken metaallaagjes, dan zou de impedantie van de transducent te klein worden. Om deze reden is iedere elektrode door een scheidingslijn in twee gelijke delen gesplitst (zie fig. 6). Op deze wijze ontstaan als het ware twee transducenten die mechanisch één geheel vormen en coherente mechanische trillingen uitvoeren. Elektrisch worden de beide delen in serie geschakeld, waardoor een vergroting van de impedantie met een factor 4 ontstaat. Deze impedantievergroting had natuurlijk ook kunnen worden verkregen door de grootte van het oppervlak viermaal zo klein te kiezen. In dit geval zou echter het richtingsdiagram van de zendende zowel als van de ontvangende transducent minder scherp worden, wat een minder efficiënte overbrenging tot gevolg zou hebben.

Om de transducenten te kunnen bevestigen op het glaslichaam, worden de desbetreffende vlakken van dit laatste eveneens voorzien van metaallaagjes met een

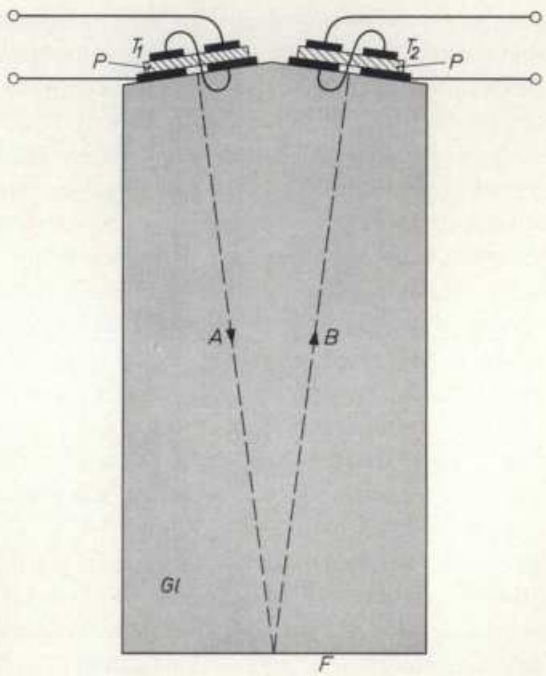


Fig. 6. Vorm van de vertragingslijn. *Gl* glaslichaam. T_1 ingangstransducent. T_2 uitgangstransducent. *P* plaatjes van piëzo-elektrisch materiaal. *A* en *B* voortplantingsrichting van de ultrasone schuiftrillingen. *F* reflecterend facet.

scheidingslijn. De transducenten worden dan door solderen op deze vlakken bevestigd.

Het voornaamste voordeel van het toepassen van een reflexiefacet is dat men met behulp hiervan gemakkelijk kan voldoen aan de zeer hoge tolerantie-eis voor de fazedraaiing. Door dit facet af te slijpen, kan men de weglengte verkleinen nadat de transducenten reeds zijn gemonteerd. Men kan dus tijdens het slijpen de fazedraaiing meten en zover doorgaan tot deze een geheel aantal malen π rad bedraagt. We komen hierop nog nader terug.

Eigenschappen van het glas

De fazelooptijd van een volgens fig. 6 geconstrueerde vertragingslijn bestaat uit twee delen. De grootste bijdrage levert het glaslichaam, een veel kleinere is af-

[3] Ook wel genoemd modulatiefazelooptijd, omdat het de looptijd is van de omhullende van een gemoduleerd signaal; zie b.v. H. J. de Boer en A. van Weel, Een apparaat voor het meten van groeplooptijden, Philips techn. T. **15**, 335-344, 1953.

[4] C. F. Brockelsby en J. S. Palfreeman, Ultrasone vertragingslijnen en hun toepassing in de televisie, Philips techn. T. **25**, 326-347, 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

komstig van de transducenten, van de generator en van de belasting waarop de transducenten zijn aangesloten. Beide delen variëren met de temperatuur; ook tot de variatie is de bijdrage van het glaslichaam het grootst. De fazelooptijd in het glas hangt zowel af van de afmetingen als van de voortplantingssnelheid van het geluid. Deze wordt bepaald door de soortelijke massa en, bij toepassing van schuiftrillingen, door de schuifmodulus van het materiaal. Daar alle genoemde grootheden van de temperatuur afhangen, kan men niet zeggen dat de uitzettingscoëfficiënt van het glas nul moet zijn; het moet liefst zodanige eigenschappen hebben dat bij temperatuurvariaties het effect van de uitzetting wordt gecompenseerd door de verandering van de voortplantingssnelheid. In het Glasontwikkelingscentrum van Philips is een glassoort ontwikkeld die hieraan voldoet. Het is zelfs mogelijk gebleken het glas zodanige eigenschappen te geven dat de invloed van de temperatuur op alle bijdragen tot de fazelooptijd wordt gecompenseerd, en hiermee is de PAL-vertragingslijn geconstrueerd. Voor details betreffende de samenstelling en eigenschappen van dit glas verwijzen wij naar een elders gepubliceerd artikel van Zijlstra en Van der Burgt [5]. Hier vermelden wij slechts dat deze glassoort behalve SiO_2 ongeveer 48 % PbO en 3 % K_2O bevat en dat het om de gewenste eigenschappen te verkrijgen een speciale warmtebehandeling moet ondergaan.

Het is niet mogelijk een ondubbelzinnig verband aan te geven tussen de fazelooptijd en de temperatuur. Dit is een gevolg van de elastische nawerking die het glas en de transducenten vertonen. Om een indruk te geven van het bereikte resultaat kan men dan ook beter vermelden hoe groot de maximale afwijking is die in de fazelooptijd optreedt als men de vertragingslijn een bepaalde min of meer op de praktijk afgestemde temperatuurcyclus laat doorlopen: verwarmt men de vertragingslijn in 3 uur tijd lineair van 20 tot 50 °C en handhaaft men de laatstgenoemde temperatuur gedurende 2 uur, dan varieert de fazelooptijd, vergeleken met de waarde bij 25 °C, met niet meer dan $\pm$ 5 ns.

Onderdrukking van ongewenste reflexies

Van de geluidsenergie die zich in het glas bevindt ontsnapt slechts een verwaarloosbaar klein deel door de wanden. Dit is een gevolg van het zeer grote verschil in akoestische impedantie (het produkt van dichtheid en voortplantingssnelheid) van glas en van lucht, en bovendien van het feit dat schuiftrillingen worden gebruikt, die zich als zodanig in een gas niet kunnen voortplanten. Men moet echter voorkomen dat geluidsgolven die een of meer malen aan de zijwanden zijn gereflecteerd de uitgangstransducent bereiken. Deze ongewenste golven leggen een weg af die langer (vaak zelfs veel langer) is dan de gewenste weg, die in fig. 6 is aangegeven. Hierdoor kunnen in de amplitudekarakteristiek en in de fazekarakteristiek onregelmatigheden ontstaan, die kleurfouten kunnen veroorzaken. Om dit verschijnsel te bestrijden zijn de vier zijwanden van het glaslichaam ruw gemaakt, en wel in veel sterkere mate dan nodig zou zijn om de oppervlakken voor licht niet-spiegelend te doen zijn. Hierdoor worden de eventueel daar aankomende — op foutieve weg zijnde — golfbijdragen niet regelmatig gereflecteerd, doch veeleer verstrooid. De aangebrachte groeven (ongeveer 1 mm diep) zijn duidelijk zichtbaar op de in *fig. 7* weergegeven foto van het glaslichaam. Zij zijn volgens een min of meer ordeloos patroon aangebracht. (In fig. 6 zijn zij eenvoudigheidshalve niet getekend.)

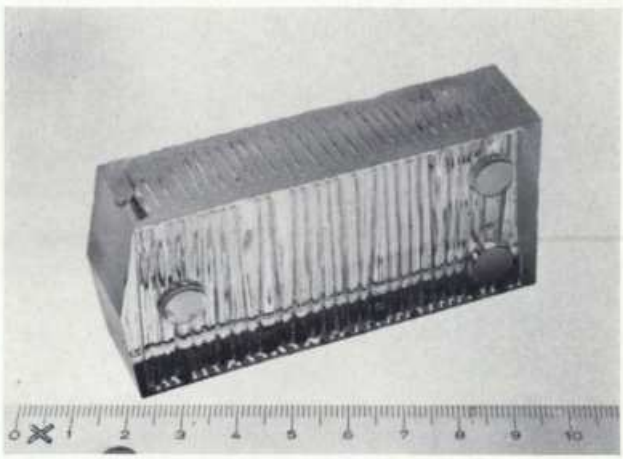


Fig. 7. Het glaslichaam van de vertragingslijn. De zijwanden zijn ruw gemaakt om ongewenste reflexies van de ultrasone trillingen te verminderen. De ronde geslepen uitstekende vlakjes dienen voor het fixeren bij het afslijpen van het reflecterende facet.

Van het signaal dat aankomt op de uitgangstransducent zal in het algemeen een zeker deel worden gereflecteerd. Na de volledige weg terug te hebben afgelegd, arriveert dit signaal weer op de ingangstransducent, waar nogmaals een gedeeltelijke reflexie optreedt. Zodoende komt op de uitgangstransducent een zwak signaal aan dat driemaal het glaslichaam heeft doorlopen (3τ-reflexie).

Er kan ook een signaal op de uitgangstransducent aankomen dat *tweemaal* het glaslichaam heeft doorlopen (2τ-reflexie). Wanneer men aanneemt dat de golven zich alleen voortplanten volgens de in fig. 6 met *A* en *B* aangegeven lijnen, zou men kunnen concluderen dat een dergelijk signaal alleen op de *ingangs*-transducent aankomt. In werkelijkheid bezitten echter de golffronten een zekere uitgestrektheid; na 2τ seconden vullen zij reeds de gehele doorsnede van het glas, zodat ook de *uitgangs*-transducent een deel van de energie opvangt. Een gelukkige omstandigheid is hierbij dat in dit geval de transducent niet evenwijdig aan het golffront staat, waardoor zijn gevoeligheid voor de 2τ-reflexie veel geringer is dan voor het gewenste signaal.

[5] A. L. Zijlstra en C. M. van der Burgt, Isopaustic glasses for ultrasonic delay lines in colour television receivers and in digital applications, Ultrasonics **5**, 29-38, 1967 (jan.).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

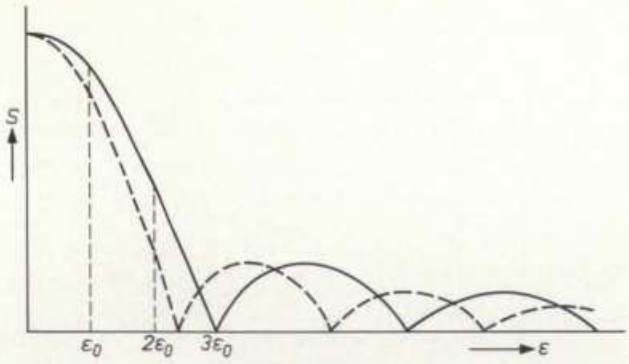


Fig. 8. Sterkte van het door een transducent geleverde signaal S als functie van de invalshoek ε van de ultrasone trillingen. Bij een bepaalde hoek ε_0 heeft de invalshoek $3\varepsilon_0$ voor de 3τ-reflexie een zodanige waarde dat de transducent hiervoor ongevoelig is bij de frequentie waarvoor de getrokken kromme geldt. Bij andere frequenties (gestippelde kromme) geldt dit niet voor dezelfde waarde van ε_0.

Om de 3τ-reflexie in voldoende mate te onderdrukken, is het vlak van de transducent T_2 (zie fig. 6) niet loodrecht op de lijn B aangebracht. Wanneer de invalshoek van het gewenste signaal met een klein bedrag ε afwijkt van nul graden, zal de invalshoek van het 3τ-signaal 3ε graden bedragen. Weliswaar wordt dan ook het gewenste signaal een weinig verzwakt, doch het ongewenste verzwakt men in sterkere mate. Het is zelfs mogelijk dit laatste volledig uit te doven, zij het slechts bij één frequentie (*fig. 8*).

Metingen; op maat slijpen

In de figuren 9 en 10 zijn enkele schakelingen getekend waarmee men de belangrijkste eigenschappen van een vertragingslijn kan meten. De principes van deze schakelingen worden ook gebruikt bij het afslijpen van het reflexiefacet (F, fig. 6) om de looptijd op de juiste waarde te brengen. Hierbij wordt eerst zover geslepen dat de groeplooptijd ongeveer de juiste waarde heeft. Het eenvoudigst gaat dit als men beschikt over een standaard-vertragingslijn. Een schema om de groeplooptijd van een willekeurig exemplaar hiermee te vergelijken toont *fig. 9*. De generator *Gen* levert golftreinen met de frequentie van de hulpdraaggolf. (De herhalingsfrequentie is vrij laag.) Zij passeren de beide vertragingslijnen en worden daarna gedetecteerd en toegevoerd aan de verticale afbuigsystemen van een dubbelstraal-oscilloscoop. De horizontale afbuiging wordt gesynchroniseerd met de herhalingsfrequentie van de golftreinen van de generator. Uit de horizontale afstand van de beelden van de beide golftreinen vindt men dan het verschil in groeplooptijd.

Als de groeplooptijd nog een iets te grote waarde heeft, gaat men over op meting van de *fazedraaiing*. *Fig. 10* geeft hiervoor een schakeling. De generator levert thans een sinusvormig signaal met een zeer constante frequentie van 4 433 619 Hz. Dit signaal wordt langs twee wegen aan de versterker A toegevoerd, enerzijds via de vertragingslijn, anderzijds via een potentiometer *Pot*, die geen noemenswaardige vertraging veroorzaakt. De amplitudes van beide signalen worden gelijk gemaakt en het reflexiefacet F wordt zover afgeslepen dat het ingangssignaal van de versterker nul is. Als indicatie-instrument kan weer een oscilloscoop worden gebruikt.

De fazedraaiing van de vertragingslijn is dan een oneven aantal malen π rad. Door het omwisselen van de beide klemmen van ingang of uitgang ontstaat desgewenst een extra-fazedraaiing van π rad, zodat de faze dan over een geheel aantal malen 2π rad wordt gedraaid.

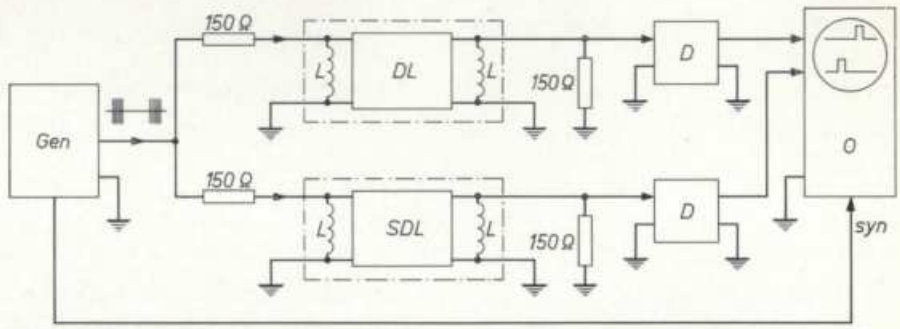


Fig. 9. Schema voor het vergelijken van de groeplooptijd van een willekeurige vertragingslijn *DL* met die van een standaard-vertragingslijn *SDL*. *Gen* generator die golftreinen levert met de frequentie van de hulpdraaggolf (4 433 619 Hz). *D* detectors. *O* dubbelstraal-oscilloscoop. *syn* synchronisatiesignaal. *L* spoelen ter compensatie van de ingangs- en uitgangscapaciteiten van de vertragingslijnen.

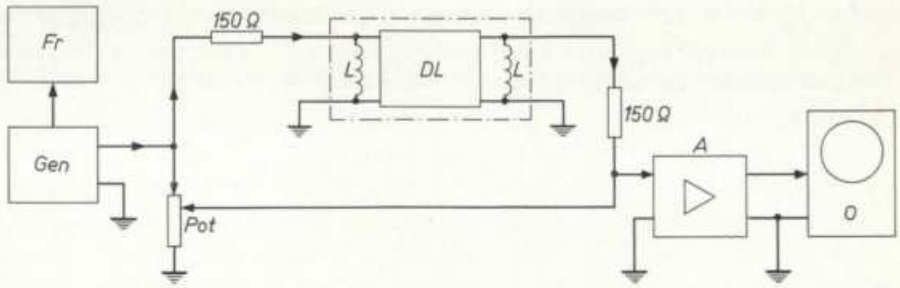


Fig. 10. Schakeling die kan worden gebruikt bij het afslijpen van het reflecterend facet van een vertragingslijn voor het instellen van de juiste fazedraaiing. *A* versterker met zeer kleine ingangsimpedantie. *Pot* potentiometer. *Fr* frequentiemeter.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De voortplantingssnelheid van geluid in glas is ongeveer 2,5 mm/μs, en daar het golffront vrijwel evenwijdig is met het reflecterende facet, moet voor een looptijdvermindering van 1 ns ongeveer 1,25 μm glas worden weggeslepen. De nauwkeurigheid waarmee men moet slijpen is dus van de orde van grootte van 1 μm. Een gelukkige omstandigheid is hierbij dat het reflexiefacet niet met optische gladheid behoeft te worden gepolijst.

Om de *tussenschakeldemping* te meten, wordt het uitgangssignaal van de vertragingslijn vergeleken met dat van een geijkte verzwakker, die aan beide zijden afgesloten is met zijn aanpasweerstand. Als generator kan men hierbij een type gebruiken dat een sinusvormig signaal levert. Men kan dan de demping als functie van de frequentie meten. Het is echter ook mogelijk om, evenals bij het meten van de groeplooptijd, golftreinen te gebruiken. Het voordeel hiervan is dat dan op een als indicatie-instrument gebruikte oscilloscoop, behalve het gewenste signaal, ook de signalen te zien zijn die door ongewenste reflexies ontstaan. Men kan zodoende tegelijk de tussenschakeldemping voor b.v. de 3τ-reflexie meten.

Eigenschappen en toepassing

Fig. 11 toont een complete vertragingslijn met geopende beschermkap. Het toestel wordt afgeleverd met twee spoelen die tussen de ingangsklemmen en de uitgangsklemmen zijn geschakeld om de capaciteit van de resp. transducent te compenseren (zie de figuren 9 en 10). De zelfinductie van deze spoelen is gelijk aan die welke men bijschakelt bij het afslijpen van het glaslichaam. Men voorkomt op deze wijze dat door het gebruik van afwijkende spoelen een fout in de fazelooptijd ontstaat. (Een verandering van 10% in de zelfinductie geeft een fout van ongeveer 5 ns.) Ook de vorm van de dempingskarakteristiek kan door een verandering in de zelfinductie merkbaar veranderen.

Zoals reeds eerder werd vermeld, wordt door afslijpen de fazedraaiing op een geheel aantal malen π rad ingesteld. Enkele andere eigenschappen en de toleranties hiervan zijn vermeld in *tabel I*.

Tabel 1. Eigenschappen van de vertragingslijn (bij 25 °C).

Fazelooptijd-tolerantie		± 5 ns
Bandbreedte (3 dB)	ondergrens	< 3,43 MHz
	bovengrens	> 5,23 MHz
Tussenschakeldemping (bij 4,43 MHz)		10 ± 3 dB
Afsluitweerstanden		150 Ω
Verzwakking van 3τ-reflexies		> 21 dB
Verzwakking van andere reflexies		> 26 dB

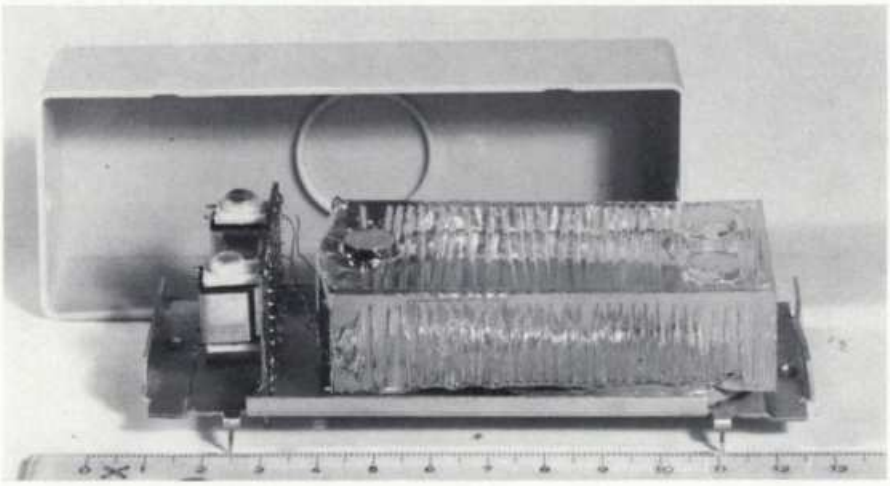


Fig. 11. Vertragingslijn met geopende beschermkap.

De *figuren 12* en *13* geven enige meetresultaten verkregen met een willekeurig exemplaar. Fig. 12 toont de tussenschakeldemping als functie van de frequentie, zowel voor het gewenste signaal (kromme *a*) als voor het signaal dat voortkomt uit de 3τ-reflexie (kromme *b*). We zien dat het 3τ-signaal ten opzichte van het gewenste signaal gemiddeld ongeveer 30 dB is verzwakt. Fig. 13 geeft, eveneens als functie van de frequentie, het bedrag waarmee de fazedraaiing afwijkt van de ideale waarde, die door de fazekarakteristieken van fig. 5 is vastgelegd. We zien dat bij het desbetreffende exemplaar de maximale fazefout ± 4° is.

Tot slot geven wij een tweetal schakelingen weer voor een decodeerder waarin de vertragingslijn is toegepast. In *fig. 14* staat het onvertraagde signaal op de weerstand R_1. De grootte hiervan wordt zodanig ingesteld dat dit signaal gelijk is aan de helft van het uitgangssignaal van de vertragingslijn. Verbindt men nu R_1 op de getekende wijze met het midden van de afsluitweerstand van 2×75 Ω, dan verkrijgt men op de uitgangsklemmen p en q het somsignaal $B' - Y'$, resp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

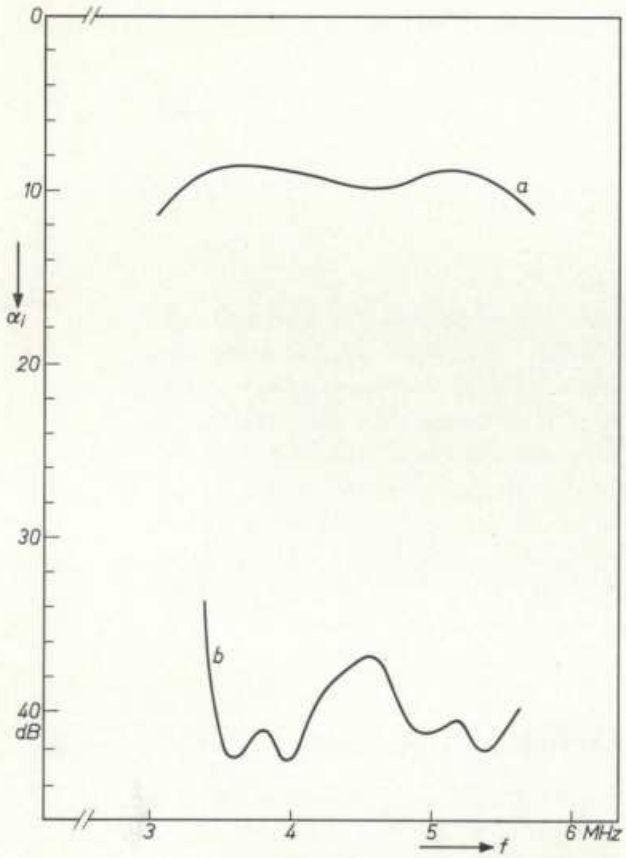


Fig. 12. Tussenschakeldemping α_i als functie van de frequentie f, a voor het gewenste signaal, b voor het signaal dat ontstaat uit de 3τ-reflexie.

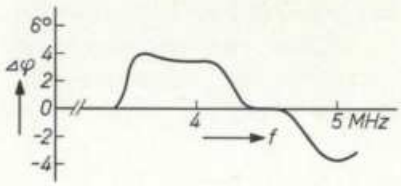


Fig. 13. Fazefout $\Delta\varphi$ als functie van de frequentie f.

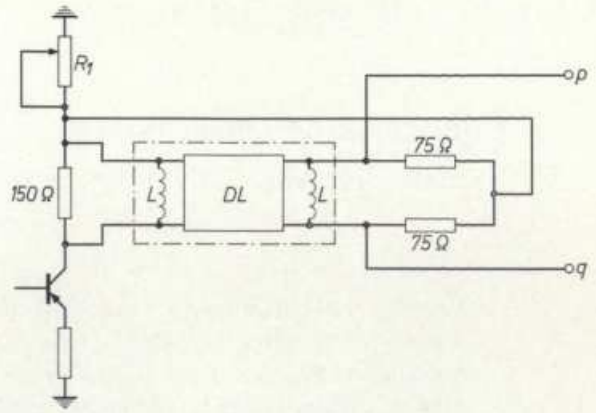


Fig. 14. Schakeling van een decodeerder voor een PALd-ontvanger. De transistor versterkt het chrominantiesignaal. De weerstand R_1 wordt zodanig ingesteld dat de signaalspanning hierop gelijk is aan de helft van het uitgangssignaal van de vertragingslijn DL. Op de uitgangsklemmen p en q wordt dan de $(B'-Y')$-component, resp. de $(R'-Y')$-component van het chrominantiesignaal verkregen.

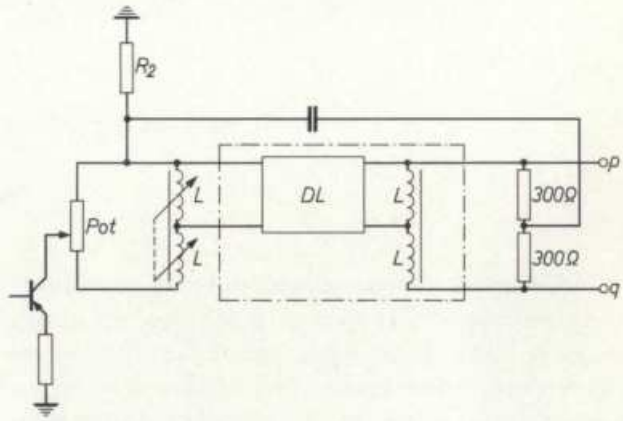


Fig. 15. Door het gebruik van twee balanstransformatoren en de potentiometer *Pot* wordt de grootte van de uitgangssignalen onafhankelijk van de spreiding in de tussenschakeldemping van de vertragingslijn.

het verschilsignaal $R' - Y'$. Hiertoe moet de schakeling die op deze klemmen wordt aangesloten een vrij grote ingangsweerstand hebben (ten minste 1 kΩ).

In fig. 14 vertoont het uitgangssignaal een spreiding die gelijk is aan de spreiding in tussenschakeldemping van de vertragingslijnen. In *fig. 15* is dit bezwaar niet aanwezig. Het op de weerstand R_2 aanwezige onvertraagde signaal heeft nu een vaste waarde, die onafhankelijk is van de stand van de potentiometer *Pot* waarmee het ingangssignaal van de vertragingslijn kan worden geregeld. Men kan zodoende het vertraagde signaal gelijk maken aan het constante (niet met spreiding behepte) onvertraagde signaal. Doordat ingang en uitgang van de vertragingslijn nu zijn aangesloten via balanstransformatoren, ontstaan ook thans op de uitgangsklemmen p en q weer de som- en verschilsignalen.

Samenvatting. Bij de PALd-ontvanger voor kleurentelevisie wordt een vertragingslijn gebruikt die het chrominantiesignaal met één lijntijd vertraagt. Voor het decoderen, dat men door eenvoudig optellen en aftrekken van het vertraagde en het niet-vertraagde signaal uitvoert, moet niet de fazelooptijd, doch de groeplooptijd gelijk zijn aan de lijntijd (64 μs). De fazelooptijd moet een zodanige waarde hebben dat de fazedraaiing voor de hulpdraaggolf een geheel aantal malen π rad is. De toelaatbare afwijking van de juiste fazelooptijd is zeer klein, ca. 5 nanoseconden. Beschreven wordt een vertragingslijn waarbij gebruik wordt gemaakt van ultrasone schuiftrillingen in een glaslichaam, dat, om in het gehele gewenste temperatuurgebied aan de zeer strenge tolerantie-eisen te kunnen voldoen, vervaardigd is van een speciaal ontwikkelde glassoort. Het glaslichaam heeft een reflecterend facet; door het afslijpen hiervan wordt de fazedraaiing op de gewenste waarde ingesteld. De ultrasone trillingen in het glas worden opgewekt en opgevangen door transducenten, die in hoofdzaak bestaan uit dunne keramische piëzo-elektrische plaatjes. Bijzondere zorg is besteed aan het onderdrukken van parasitaire signalen die ontstaan uit ongewenste reflexies. Ten slotte worden een tweetal schakelingen van decodeerders besproken waarin een dergelijke vertragingslijn wordt gebruikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vlambeveiliging met een op UV aansprekende koudekatodebuis

I. Constructie en schakeling van de buis

II. Statistische aspecten van het detectieproces en keuze van het alarmniveau

Velerlei stookinrichtingen — van de huishoudelijke warmwatergeiser en centrale-verwarmingsketel tot grote industriële ovens en stoomketels — vereisen een eenvoudige maar betrouwbare beveiliging, die controleert of de vlam wel brandt. Hiervoor kan met voordeel gebruik worden gemaakt van de UV-straling van de vlam; aan deze detectiemethode is hier een tweetal artikelen gewijd. Het eerste behandelt een kleine gasontladingsbuis die op UV-straling aanspreekt. Men krijgt hiermee een uitgangsspanning die statistische fluctuaties vertoont, en de keuze van het alarmniveau van de beveiligingsinstallatie hangt daardoor mede af van de kans op loos alarm die men wil toelaten. Daar een exacte berekening van het vereiste alarmniveau praktisch onuitvoerbaar is, werd voor dit probleem een statistische benaderingsmethode ontwikkeld, die in het tweede artikel wordt behandeld.

I. Constructie en schakeling van de buis

T. Poorter

Indien bij een met gas gestookte oven of warmwater- of stoomketel de vlammen als gevolg van een storing uitdoven, zou er bij doorgaan van de brandstoftoevoer in korte tijd explosiegevaar ontstaan door de ophoping van niet-verbrand gas. Bij elke oven of ketel hoort daarom een beveiligingsinstallatie die continu waarneemt of er vlammen zijn en die, als deze doven, de brandstoftoevoer afsluit en een alarmsignaal geeft.

Wordt er met olie gestookt, dan heeft het doorgaan van de brandstoftoevoer wellicht minder ernstige maar toch niet bepaald prettige gevolgen, zodat ook hier als regel een vlambeveiliging wordt toegepast.

Om de aanwezigheid van een vlam te detecteren, kan men diverse methodes toepassen; deze verschillen aanzienlijk in reactiesnelheid, en de keuze tussen de methodes wordt dan ook in hoge mate bepaald door de reactietijd die bij de beveiligingsinstallatie voor een bepaalde ketel is vereist. Een bijzonder korte reactietijd kan men realiseren met een detector die aanspreekt op de ultravioletstraling van de vlam; bovendien kan bij deze methode op eenvoudige wijze onderscheid worden gemaakt tussen de vlam en de hete wand van de verbrandingsruimte. Voor deze methode is bij Philips een kleine gasontladingsbuis met koude katode ontwikkeld die ontsteekt bij bestraling met ultraviolet licht (golflengte tussen 200 en 290 nm). In combinatie met een eenvoudige elektronische schakeling vormt deze buis een zeer betrouwbare vlamdetector. Voordat we deze buis beschrijven, zullen we eerst nader ingaan op enkele aspecten van de vlambeveiliging bij ketels en bij ovens [1]. Andere beveiligingsmethodes, die b.v. reageren op de gasdruk en die soms naast de vlambeveiliging worden toegepast, laten we hier buiten beschouwing.

Enkele methodes van vlambeveiliging

Bij grote ketels, met een vermogen van enkele honderden kW, waarbij het explosiegevaar relatief groot en de mogelijke gevolgen bijzonder ernstig zijn, wordt aan de beveiligingsinstallatie de eis gesteld dat de reactietijd zeer kort is, ten hoogste enkele seconden. Bij kleine ketels staat men veelal een reactietijd van enkele tientallen seconden toe. Voor het detecteren van de vlam kan dan een eenvoudig bimetaal of thermokoppel worden gebruikt, dat meestal in de waakvlam wordt geplaatst. Deze detectors hebben het voordeel dat geen elektronische versterking nodig is om een relais te kunnen bekrachtigen; nadelen zijn wel de snelle vervuiling, waardoor een slecht warmtecontact met de vlam ont-

Ir. T. Poorter, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep Elcoma (Electronic Components and Materials), Eindhoven.

[1] Voor een uitvoeriger bespreking, zie: B. Maizier, C.R. Congrès Ass. techn. Ind. Gaz **81**, 769-825, 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

staat, en, wat betreft het bimetaal, de korte levensduur.

Bij ovens is de situatie overeenkomstig: voor kleine huishoudovens wordt een bimetaal- of thermokoppelbeveiliging voldoende geacht, maar voor industriële ovens is een beveiligingsinstallatie met een veel kortere reactietijd vereist.

Voor het verkrijgen van een korte reactietijd maakt men gebruik hetzij van de ionisatie in de vlam, hetzij van de straling van de vlam. In het eerste geval worden enkele elektrodes in de vlam geplaatst; als tussen deze elektrodes een elektrische spanning wordt aangelegd, vloeit er bij aanwezigheid van de vlam een geringe stroom (enkele tientallen μA). Om hiermee een relais te kunnen bekrachtigen, is elektronische versterking noodzakelijk. Nadelen van de methode zijn, dat wegens de lage waarde van de detectiestroom veel hinder wordt ondervonden van lekstromen, die kunnen optreden als gevolg van vuil en vocht op de elektrodes, en dat de elektrodes onderhevig zijn aan slijtage en daardoor regelmatig moeten worden vervangen. Voor oliebranders is de methode geheel onbruikbaar.

Bij een detector die de straling van de vlam observeert treden slijtage en lekstromen door vervuiling niet op; een moeilijkheid is hier echter dat de detector bij toepassing in ovens ook de hete ovenwand „ziet". In *fig. 1* zijn de spectra weergegeven van de straling uitgezonden door een olievlam, een gasvlam, en de wand van een oven die zich op verschillende temperaturen bevindt. Om het eventuele verdwijnen van de vlam op te merken, moet de detector gevoelig zijn in een spectraal gebied waarin de vlam aanzienlijk helderder is dan de ovenwand.

Weliswaar kan men het onderscheid tussen vlam en ovenwand ook baseren op een heel ander criterium, nl. het „flakkeren" van de vlam: men moet dan een snelle detector toepassen (sommige infrarooddetectors zijn hiervoor geschikt — het spectrale gebied doet er in dit geval niet toe) en het signaal hiervan aan een selectieve wisselspanningsversterker toevoeren, die op ongeveer 15 Hz wordt afgestemd. Deze methode is echter nogal gecompliceerd en kostbaar.

Bij wandtemperaturen beneden ca. 1200 °C is de olievlam in het zichtbare golflengtegebied, boven 400 nm, helderder dan de wand, zodat men in dit geval de, voor zichtbaar licht gevoelige, cadmiumsulfidecellen kan gebruiken. De helderheid van de gasvlam echter is in het zichtbare gebied te laag om veilig met de CdS-cel te kunnen werken. In het gebied van het ultraviolet daarentegen, tussen b.v. 200 en 300 nm, is zowel de olie- als de gasvlam aanzienlijk „helderder" dan zelfs de heetste ovenwand. UV-detectie biedt dus een universele mogelijkheid voor vlambeveiliging. Bovendien kan men een UV-detector, zoals we hieronder zullen bespreken, met een zo grote intrinsieke versterking maken dat men desgewenst het uitgangssignaal ervan rechtstreeks een relais kan laten besturen, hetgeen de installatie zeer vereenvoudigt. Voorts kan een UV-detector niet alleen de vlam, maar ook de ontsteekvonk waarnemen. Aangezien grote ovens of ketels altijd automatisch worden ontstoken met een elektrische vonk, opent dit de mogelijkheid om het gehele ontsteekprogramma (een vonk ontsteekt een aansteekvlam, die de hoofdbrander aansteekt) te controleren en te beveiligen.

De straling die een vlam uitzendt is langgolviger naarmate de afstand tot de basis van de vlam groter wordt; het ultraviolet vindt men in hoofdzaak in de vlambasis. De UV-detector moet men dus zo plaatsen dat de straling van de vlambasis erop valt. De beste plaats voor de detector is daarom in de uitstroomopening van de branderlucht; dit heeft bovendien het voordeel dat de detector door de aangevoerde branderlucht wordt gekoeld.

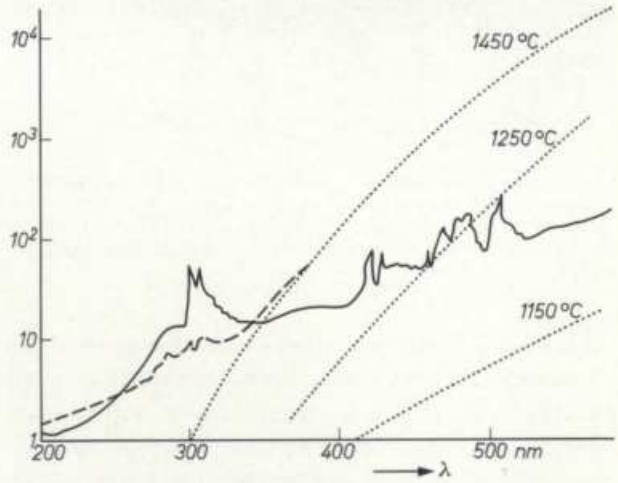


Fig. 1. Spectrale intensiteitsverdeling (in willekeurige eenheden) van de straling uitgezonden door een gasvlam (getrokken lijn), een olievlam (gestreepte lijn) en de ovenwand (zwarte straler) op verschillende temperaturen (gestippelde lijnen).

Een koudekatodebuis als UV-detector

Indien in een gasontladingsbuis tussen katode en anode een voldoend hoge spanning wordt aangelegd (hoger dan de ontsteekspanning), ontstaat in de buis een zelfstandige ontlading zodra tussen de elektrodes een voldoend aantal vrije elektronen aanwezig zijn. Deze elektronen kunnen uit de katode worden vrijgemaakt door thermische emissie of door erop vallende straling (foto-elektrisch effect). In dit laatste geval, bij de zg. koudekatodebuis, kan men door de keuze van het katodemateriaal het golflengtegebied vastleggen van de straling waarop de buis aanspreekt. De stroom van de zelfstandige ontlading is buitengewoon veel sterker dan die van de oorspronkelijk opgewekte elektronen, men heeft een enorme „inwendige versterking". Op deze principes berust de door ons geconstrueerde UV-detector.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

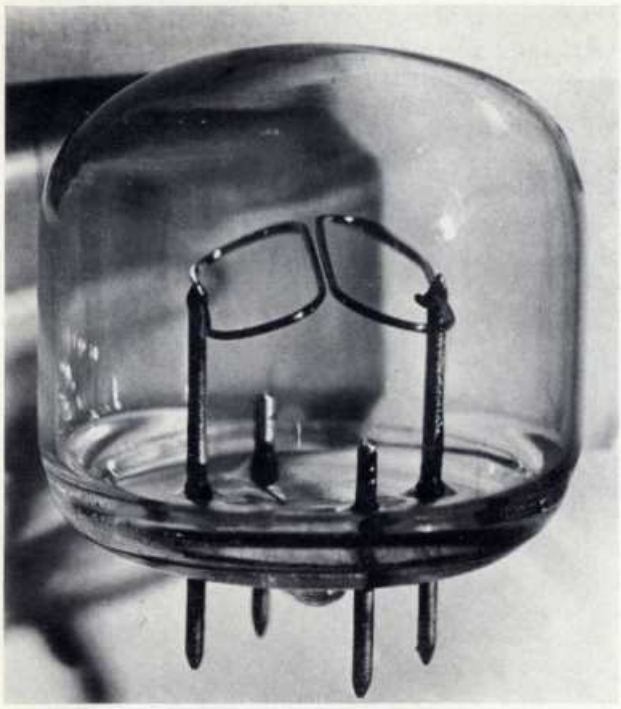


Fig. 2. De koudekatodebuis type 155 UG. Bij voldoend hoge spanning tussen de elektrodes ontstaat een zelfstandige gasontlading indien UV-straling op de elektrodes valt. Door de keuze van molybdeen als elektrodemateriaal spreekt de buis alleen aan op UV.

De buis, type 155 UG (*fig. 2*), bevat twee identieke elektrodes van molybdeen. De uittreearbeid van dit metaal (d.i. de minimale energie die aan een elektron moet worden toegevoerd om het te doen uittreden) bedraagt 4,26 eV, hetgeen overeenkomt met een grensgolflengte van het foto-elektrisch effect van ca. 290 nm: alleen fotonen met een golflengte beneden deze grens zijn werkzaam. Uiteraard moet het omhulsel van de buis zijn vervaardigd van een materiaal dat doorlatend is voor UV met deze golflengten; er is hier een glassoort gekozen die straling met $\lambda > 200$ nm doorlaat. De buis reageert dus op straling tussen 200 en 290 nm. In *fig. 3* zijn aangegeven de spectrale verdeling van het quantumrendement van het foto-elektrisch effect (d.i. de verhouding tussen het aantal vrijgemaakte elektronen en het totale aantal opvallende fotonen), de transmissiekarakteristiek van het glas, en de resulterende spectrale detectiegevoeligheid.

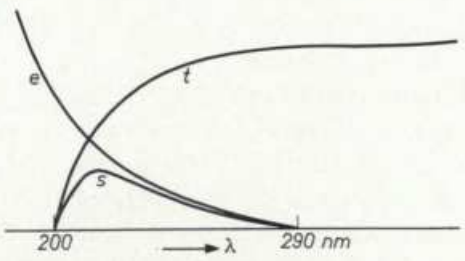


Fig. 3. Globale weergave van het spectrale verloop van de gevoeligheid s van de detector, dat volgt uit het quantumrendement $e(\lambda)$ van het foto-elektrisch effect aan de elektrode en de transmissie $t(\lambda)$ van het glas van de buis.

De buis is ontworpen voor gebruik bij een wisselspanning van 220 V met een frequentie van 50 of 60 Hz, zodat de buis rechtstreeks uit het net kan worden gevoed. Hiertoe is een waterstof-heliumvulling toegepast, waarbij de ontsteekspanning 200 V bedraagt, d.i. ongeveer 60 % van de topwaarde van bovengenoemde wisselspanning. Men laat de buis werken in het gebied van de glimontlading, waarbij voor deze buis de brandspanning eveneens ongeveer 200 V bedraagt. Een invallend UV-foton kan dus een gasontlading initiëren in de toppen van de voedingsspanning, waar deze groter is dan 200 V; de ontlading dooft zodra de spanning beneden de brandspanning daalt. Ten einde te voorkomen dat de ontlading spontaan herontsteekt als gevolg van restionisatie van een voorgaande periode, dient het gasmengsel een zeer korte ontionisatietijd te bezitten; het gekozen mengsel voldoet aan deze eis.

Fig. 4 geeft een beeld van de elektrodenconfiguratie waarmee de hierboven genoemde brandspanning is gerealiseerd. Wegens het toepassen van wisselspanningsvoeding zijn de twee elektrodes identiek: ieder fungeert afwisselend als katode en als anode. Het actieve deel van de elektrodes zijn de evenwijdige draden. Deze hebben een ongeveer cirkelvormige doorsnede, zodat de elektrische veldsterkte aan het oppervlak niet overal even groot is. De grootste veldsterkte treedt uiteraard op *tussen* de draden (*fig. 5*). Dit betekent dat elektronen die op verschillende plaatsen van het elektrodeoppervlak worden vrijgemaakt een verschillende kans hebben om een zelfstandige ontlading te initiëren. Aangezien bij een hogere spanning tussen de elektrodes de veldsterkte over een groter deel van het elektrodeoppervlak voldoende hoog is om een vrijgemaakt elektron een zelfstandige ontlading te doen initiëren, zal de gevoeligheid van de buis (het aantal ontstekingen per tijdseenheid, bij een gegeven invallende straling) toenemen met toenemende spanning. Hierdoor bezit de 155 UG niet het zg. plateau, dat zo karakteristiek is voor de in werking sterk ermee overeenkomende Geiger-Müller-buis. Om deze reden is de 155 UG ook minder geschikt voor het *meten* van de intensiteit van de straling; de buis is slechts bedoeld als een zeer gevoelige detector voor het al of niet aanwezig zijn van straling.

De spanning tussen de elektrodes mag niet willekeurig hoog worden gekozen. De maximaal toelaatbare waarde wordt bepaald door de zg. *doorloopspanning* („free running voltage"), waarbij de buis niet meer dooft als de bestraling wordt onderbroken maar in elke volgende periode van de voedingsspanning weer spontaan ontsteekt. De oorzaak van dit verschijnsel blijkt te

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

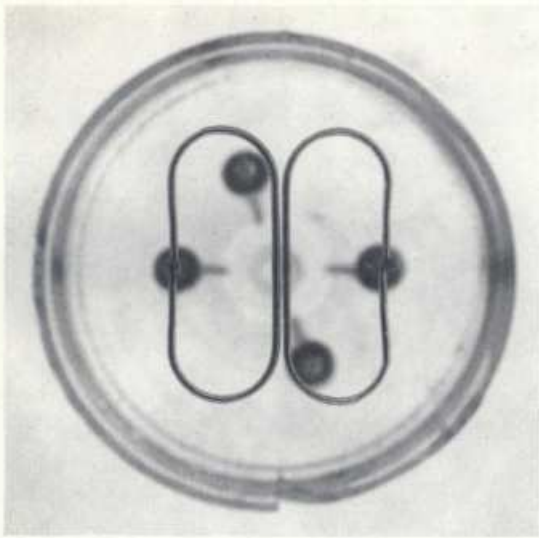


Fig. 4. De elektrodes van de 155 UG; voor deze foto is de ballon afgesneden. Het werkzame gedeelte van de elektrodes bestaat uit de op korte afstand van elkaar geplaatste rechte draadstukken. De elektrodes zijn identiek en fungeren door het gebruik van wisselspanning afwisselend als katode en als anode.

Fig. 5. Loodrechte doorsnede door het werkzame gedeelte van de elektrodes. De elektrische veldsterkte is tussen de draden het grootst, en bij *A* het kleinst. De kans dat een UV-foton een ontlading initieert is daardoor afhankelijk van de plaats waar het op de elektrode valt. De kans is groter bij hogere spanning.

zijn dat, ondanks de korte ontionisatietijd van het gasmengsel, na het doven van de ontlading door verschillende oorzaken een zwakke, met de tijd afnemende, ionisatie wordt onderhouden. De doorloopspanning ligt bij de 155 UG aanzienlijk boven de nominale voedingsspanning, zodat in de praktijk geen gevaar voor doorlopen van de buis bestaat. De doorloopspanning kan tijdens de levensduur van de buis echter langzaam dalen indien op het elektrodeoppervlak verontreinigingen ontstaan, b.v. in de vorm van een groei van molybdeenoxidekristallen. Aan de uiteinden van deze kristalletjes treedt nl. een plaatselijke verhoging van de veldsterkte op, die het herontsteken in de hand werkt. Het ontstaan van deze verontreinigingen kan echter door doelmatige beïnvloeding van het stroomverloop tijdens de ontlading geheel worden verhinderd. Hierop gaan wij nu iets nader in.

Invloed van het stroomverloop op de betrouwbaarheid van de buis

Verontreiniging van het katodeoppervlak is niet alleen schadelijk door de verlaging van de doorloopspanning: bij verontreiniging met materialen met relatief lage uittreearbeid, zoals molybdeenhydride, of alkalimetalen uit het glas, kan de buis op zichtbaar licht gaan aanspreken, wat juist moet worden vermeden.

Het is nu een gelukkige omstandigheid dat de ontlading zèlf de verontreinigingen afbreekt. Tijdens uitgebreide levensduurproeven is gebleken dat het elektrodeoppervlak geheel schoon blijft indien tijdens de ontlading door de buis een korte stroomstoot loopt met een zo grote stroomsterkte dat de glimontlading zich over *het gehele actieve gebied* van de elektrodes uitbreidt; door het gebruik van wisselspanningsvoeding worden beide elektrodes op deze wijze continu gezuiverd van verontreinigingen. Ter verduidelijking van dit mechanisme zullen we hieronder in het kort enkele verschijnselen behandelen die optreden in een gasontladingsbuis met koude katode.

Bij een zelfstandige ontlading in zulk een buis wordt het katodeoppervlak voortdurend gebombardeerd door ionen die versneld worden in de katodeval. Door dit bombardement worden de elektronen uit de katode vrijgemaakt die de ontlading op gang houden, maar bovendien kleine deeltjes van het elektrodemateriaal uit het oppervlak geslagen (sputteren). Deze deeltjes verspreiden zich door diffusie in de buis, gaan daar eventueel bindingen aan met moleculen in het gas, b.v. zuurstofmoleculen, en zetten zich ten slotte in al of niet gebonden toestand af op het elektrodeoppervlak of de glaswand. Op deze wijze heeft het ionenbombardement dus een zuiverende invloed op dat deel van de katode dat bedekt is door de ontlading (en ook op de gasatmosfeer), en een contaminerende invloed op ieder niet bedekt deel. Het is evident dat de contaminatie het sterkst is op dat deel van het katodeoppervlak dat juist buiten de grens van de ontlading ligt.

Dit verschijnsel treedt ook bij de hier besproken buis op, evenals bij alle andere voor hetzelfde doel bestemde buizen. De verontreiniging neemt hier o.a. de vorm aan van een spontane kristalgroei van molybdeenoxide aan de rand van de ontlading (*fig. 6*). De zuurstof die voor deze reactie nodig is komt uit de glaswand. Deze zuur-

Fig. 6. Kristallen van molybdeenoxide, die op de elektrodes van de buis kunnen groeien als de topstroom door de buis te laag is. Vergroting 30×.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stofafgifte van de wand is tevens een der oorzaken waardoor de gevoeligheid van de buis geleidelijk achteruitgaat: de zuurstof absorbeert nl. de in de ontlading geproduceerde UV-fotonen en belemmert daardoor de overgang van onzelfstandige naar zelfstandige ontlading, waarin die fotonen een belangrijke rol vervullen.

Weliswaar komt door de daling van de gevoeligheid de veiligheid niet in gevaar — bij te geringe gevoeligheid geeft de buis ten slotte al bij brandende vlam alarm (hij is „fail-safe") —, maar ter wille van een behoorlijke levensduur moet de gevoeligheidsdaling natuurlijk zoveel mogelijk vermeden worden.

De remedie tegen de verontreiniging van de katode door kristalgroei hebben we reeds aangestipt: we zorgen dat bij elke ontlading een zo grote stroompiek optreedt dat het gehele actieve katodeoppervlak door de ontlading wordt bedekt. Gedurende het verdere deel van de halve wisselspanningsperiode mag dan géén zwakke stroom vloeien waarbij de ontlading zich op een klein deel van het katodeoppervlak samentrekt: we moeten zorgen dat de stroom in dit periodedeel òf geheel nul is, òf zo groot dat de gehele katode bedekt blijft. Beide werkwijzen zijn mogelijk, en de schakelingen waarmee men deze realiseert zullen hieronder nog worden besproken. In het eerste geval is de gemiddelde stroom zeer klein en heeft men dus een geringe dissipatie, in het tweede geval een relatief grote dissipatie.

Het is interessant dat dit verschil zich op allerlei wijzen doet gevoelen in het verloop van de gevoeligheid van de buis. Bij *geringe* dissipatie blijft de glaswand relatief koud en geeft weinig zuurstof af. Toch wordt geleidelijk een zuurstofdruk opgebouwd. Tevens wordt de glazen wand geleidelijk donker door de UV-straling uit de ontlading. Een en ander resulteert in een geringe daling van de gevoeligheid, b.v. tot de helft in 10 000 branduren. In het geval van *grote* dissipatie wordt de wand veel heter en de zuurstofafgifte groter. Doch de zuurstofdruk blijft lager dan in het geval van geringe dissipatie, daar de sterkere stroom een sterkere katodeverstuiving en derhalve een betere zuivering van de gasatmosfeer meebrengt. De sterkere gemiddelde stroom geeft ook aanleiding tot een sterkere UV-bestraling van de wand, maar ook hier hebben we weer een overcompensatie: dank zij de hogere wandtemperatuur wordt het glas toch minder snel donker. Door een en ander is de gevoeligheidsdaling in het geval van grote dissipatie nog aanmerkelijk geringer dan bij geringe dissipatie.

Wat zijn nu de consequenties voor de praktische toepassing van de buis? Aangezien de gevoeligheid van de buis geleidelijk afneemt, terwijl de doorloopspanning tijdens het gebruik met het beschreven stroomverloop *niet* daalt (in de praktijk zelfs door verschillende oorzaken stijgt), is een betrouwbare vlambeveiliging met deze buis verzekerd. Het hierboven geschetste gedrag van de buis is gevonden als resultaat van levensduurtests met een beproevingsduur tot 25 000 uur en een totaal aantal branduren van 1½ miljoen uur. Het einde van de nuttige gebruiksduur van een buis in een bepaalde toepassing wordt geheel bepaald door de minimale gevoeligheid die daar is vereist; deze hangt b.v. af van de afstand tot de vlam, de grootte van de vlam en het aanspreekniveau van de elektronische schakeling waarin de buis is opgenomen.

De schakeling

De schakeling waarin de buis wordt opgenomen moet het gewenste stroomverloop door de buis teweegbrengen en een uitgangssignaal leveren dat een aanduiding is van het al of niet branden van de vlam. We hebben gezien dat twee soorten schakelingen mogelijk zijn: een die een geringe dissipatie in de buis geeft, en een die een grote dissipatie geeft.

In de eerste schakeling moet bij elke ontlading een korte stroomstoot van hoge stroomsterkte door de buis lopen; daarna moet de stroom geheel tot nul afnemen. Dit wordt bereikt door de ontlading *zelfdovend* te maken. De schakeling is gegeven in *fig. 7*. V_s is de netspanning met een effectieve waarde van 220 V, de belastingsweerstand R_2 heeft een hoge waarde, R_1 heeft een zeer lage waarde. We gaan uit van de situatie waarin de ontlading gedoofd is; de gehele spanning staat dan op de buis. Stijgt V_s boven de ontsteekspanning V_i,

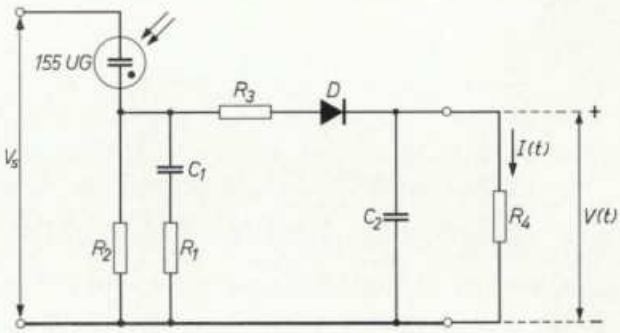


Fig. 7. Schakeling voor de koudekatodebuis waarbij de ontlading zelfdovend is: bij elke ontlading vloeit een korte stroomstoot door de buis, terwijl de gemiddelde waarde van deze stroom, dus de dissipatie in de buis, gering is. De schakeling wordt gevoed met 220 V wisselspanning uit het net; de uitgangsspanning $V(t)$ is een maat voor de intensiteit van de UV-straling die op de buis valt.

dan kan een invallend UV-foton de ontlading ontsteken. Daar R_1 laag is, loopt eerst een sterke stroom door de buis via C_1 en R_1. C_1 wordt geladen, de spanning op R_2 stijgt dus en de spanning op de buis daalt. De waarden zijn zo gekozen dat de buisspanning daarbij beneden de stationaire brandspanning V_m komt, die behoort bij de belastingsweerstand R_2. Wanneer nu de stroom door C_1 en R_1 stopt doordat C_1 is geladen, kan de buis dus niet blijven branden, de ontlading dooft. De

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

condensator C_1 gaat zich nu ontladen via R_1 en R_2, zodat de spanning over de buis weer gaat toenemen. Spontaan herontsteken is niet mogelijk, daar we de tijdconstante $(R_2 + R_1)C_1$ zo groot hebben gekozen dat de spanning over de buis langzamer stijgt dan de (door de ontionisatie snel weer toenemende) herontsteekspanning. De ontlading blijft dus gedoofd en zal pas weer kunnen ontsteken indien bij voldoend gestegen spanning op de buis een nieuw UV-foton de (momentele) katode treft. De vereiste waarde van de tijdconstante blijkt nog klein genoeg te zijn dat binnen een halve periode van de voedingsspanning op deze wijze verscheidene ontladingen kunnen plaatsvinden. Elke ontlading geeft een spanningsimpuls over R_2.

Door het gebruik van een wisselspanning als voedingsspanning ontstaan over R_2 zowel positieve als negatieve impulsen (in resp. de „positieve" en de „negatieve" halve periodes) ten opzichte van de referentiepotentiaal in fig. 7. Alleen de positieve impulsen worden via R_3 en de diode D doorgelaten naar condensator C_2; deze wordt geladen en ontlaadt zich tussen twee impulsen weer via de belastingsweerstand R_4, zodat op R_4 een fluctuerende spanning $V(t)$ ontstaat; zie *fig. 8*. Deze uitgangsspanning $V(t)$ is een maat voor het aantal ontladingen dat gedurende een aantal periodes (of nauwkeuriger: de positieve helften ervan) voorafgaande aan het tijdstip t heeft plaatsgevonden, en dus een maat voor de intensiteit van de UV-straling. De gemiddelde grootte van $V(t)$ bij een bepaalde stralingsintensiteit definieert men nu als de gevoeligheid van de buis, opgenomen in de gegeven schakeling. Men stelt deze zo in dat $V(t)$ normaal 10 à 15 V wordt; indien geen ontladingen plaatsvinden, is uiteraard $V(t) = 0$. De snelheid waarmee C_2 tussen twee impulsen wordt ontladen wordt bij gegeven R_4 bepaald door de capaciteit C_2; bij een grote waarde van de capaciteit (grote integratietijdconstante) daalt $V(t)$ langzaam, zodat de gemiddelde waarde relatief hoog is. Een *kleinere* capaciteit geeft een snellere daling, dus ook een grotere reactiesnelheid, en een lagere uitgangsspanning, dus een geringere gevoeligheid.

De fluctuaties van $V(t)$ hebben een statistisch karakter. Ten eerste is uiteraard het treffen van de elektrodes door de UV-fotonen een statistisch verschijnsel, en ten tweede veroorzaakt niet elk foton dat de negatieve elektrode treft een ontlading; de kans hierop is immers afhankelijk van de plaats. Zoals hierboven al is uiteengezet, stijgt deze kans bij hogere voedingsspanning; netspanningsfluctuaties hebben dus eveneens invloed op de uitgangsspanning. Bij gebruik van de schakeling in een vlambeveiligingsinstallatie moet met deze verschillende fluctuaties rekening worden gehouden; dit zal hieronder nog nader worden behandeld.

Bij de schakeling van fig. 7 is de beschikbare stroom I

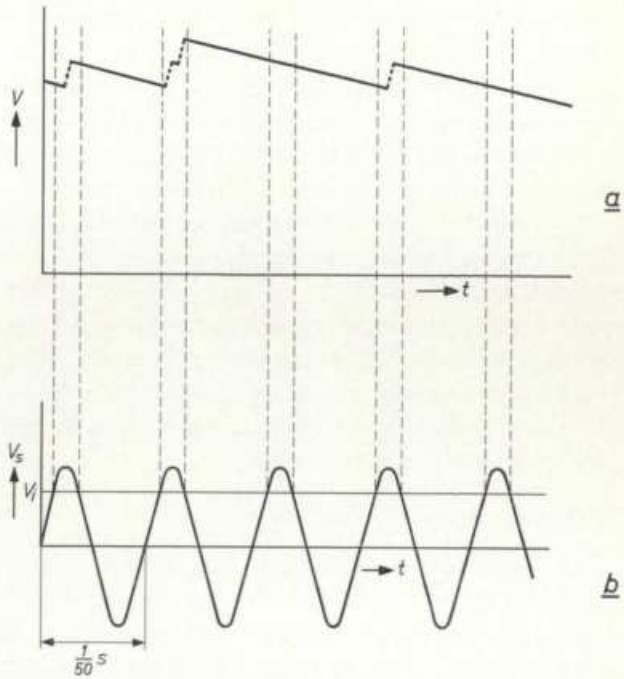


Fig. 8. Voor de schakeling in fig. 7 is hier geschetst hoe de uitgangsspanning V als functie van de tijd kan verlopen (*a*). In (*b*) is de voedingsspanning $V_s(t)$ uitgezet. Een UV-foton dat op de buis valt kan een ontlading initiëren in die delen van de periode waarin V_s groter is dan de ontsteekspanning V_i van de buis. Door het statistische karakter van dit proces fluctueert $V(t)$.

in de belastingsweerstand R_4 van de orde van enkele tientallen μA, zodat voor het bekrachtigen van een relais in een vlambeveiligingssysteem de stroom nog moet worden versterkt.

In de tweede schakeling, waarbij een grote dissipatie in de buis wordt toegelaten, is versterking van het uitgangssignaal niet nodig; een relaisspoel wordt rechtstreeks in de schakeling opgenomen. De schakeling is gegeven in *fig. 9*; de ontlading is hier *niet* zelfdovend. V_s is de netspanning, R_1 heeft een hoge waarde en R_2 een lage. Het relais *Rel* is parallel aan de condensator C geplaatst. De stroomstoot begint hier op dezelfde wijze

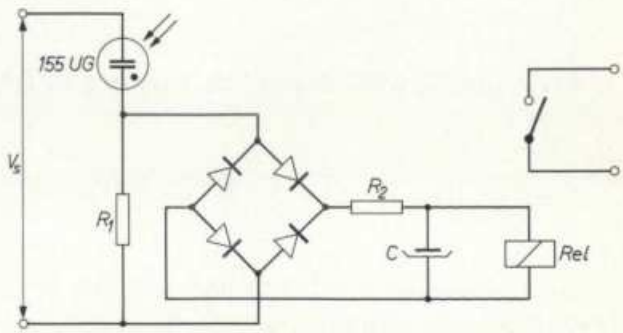


Fig. 9. Schakeling waarbij tijdens elke ontlading een stroom door de buis gaat met een zo hoge gemiddelde waarde dat een relaisspoel *Rel* rechtstreeks in de stroomkring kan worden opgenomen. De buis 155 UG kan deze grote dissipatie zonder schade verdragen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

als in de schakeling van fig. 7, maar de ontlading dooft pas als V_s onder de brandspanning daalt. De gemiddelde stroom die in deze schakeling door de buis loopt is aanzienlijk groter dan in fig. 7; de topwaarde kan enkele honderden mA bedragen. De buis blijkt deze hoge belasting zonder enige schade te kunnen verdragen.

Een verschil met de werking van de eerst beschreven schakeling is, dat men minder ontstekingen per tijdseenheid krijgt, waardoor de buis minder scherp onderscheid maakt tussen vlam en achtergrondstraling. Op deze bijzonderheden kunnen we hier niet nader ingaan. Voor hetgeen volgt, zullen wij uitgaan van de schakeling van fig. 7; met name is ook het tweede deel van dit artikel hierop gebaseerd.

De keuze van een alarmniveau

Bij toepassing van de UV-detectieschakeling volgens fig. 7 in een vlambeveiligingsinstallatie wordt de uitgangsspanning $V(t)$ toegevoerd aan een schakeling die de gasklep sluit als de spanning $V(t)$ beneden een zeer bepaald niveau, het *alarmniveau*, daalt. De gasklep wordt weer geopend als $V(t)$ boven dit niveau stijgt. Een verfijning kan worden verkregen door voor het sluiten en openen van de gasklep verschillende niveaus te gebruiken, maar we zullen ons hier bepalen tot het eenvoudige geval van één niveau.

Indien de vlammen niet branden, kunnen toch ontladingen optreden, nl. ten gevolge van kosmische straling of van UV-straling van zonlicht of „TL" verlichting die door een ovenvenster binnendringt. De spanning $V(t)$ kan hierdoor ook als de vlammen gedoofd zijn een kleine positieve waarde bereiken; het alarmniveau moet dus boven deze waarde liggen — uit veiligheidsoogpunt zelfs hoe hoger hoe beter. Anderzijds kan het voorkomen dat, terwijl de vlam brandt, gedurende enkele positieve halve periodes van de voedingsspanning toevallig in het geheel geen ontladingen optreden, zodat de spanning $V(t)$ beneden het alarmniveau zakt en de brander onnodig wordt afgeschakeld. De kans op een dergelijk *loos alarm* is natuurlijk groter naarmate men het alarmniveau hoger heeft gekozen.

Tevens echter betekent een hoger alarmniveau een snellere reactie. Het te kiezen alarmniveau stelt dus een compromis voor tussen de snelheid van reactie en de kans op loos alarm. Parameters bij het zoeken naar zulk een compromis zijn de integratietijdconstante van de detectorschakeling en de bestralingssterkte van de detector, en door variatie van deze parameters — b.v. door geschikte plaatsing van de detector, als de bron gegeven is — moet men zorgen dat een compromis binnen het bereik komt waarbij in beide opzichten (snelheid van reactie en vermijden van loos alarm) aan de door de gebruiker gestelde minimumeisen wordt voldaan.

Wat nu het verband tussen alarmniveau en kans op loos alarm betreft, dit kan wegens de fluctuaties die principieel in het uitgangssignaal van de UV-detector optreden, slechts met statistische beschouwingen nader worden onderzocht. Hierover handelt het tweede deel van dit artikel.

Samenvatting. De vlambeveiligingsinstallatie bij een oven of een stoomketel moet de brandstoftoevoer onderbreken zodra door enigerlei oorzaak de vlammen doven. Voor het constateren van de aanwezigheid van een vlam bestaan verschillende detectiemethodes. Na een inleiding hierover wordt een kleine koudekatodebuis besproken die door de UV-straling van een vlam wordt ontstoken mits de spanning over de buis groter is dan de ontsteekspanning. De buis wordt gevoed met 220 V wisselspanning; er zijn twee identieke elektrodes van molybdeen, die afwisselend als katode en anode fungeren. Indien ervoor wordt gezorgd dat tijdens elke ontlading de gehele katode met de glimontlading is bedekt, treedt geen verontreiniging van de elektrodes op, die de betrouwbaarheid van de buis zou kunnen schaden. Uitvoerig wordt ingegaan op de verschijnselen die bepalend zijn voor de levensduur. Er worden in het artikel twee schakelingen behandeld die het gewenste stroomverloop door de buis teweegbrengen. Het uitgangssignaal vertoont statistische fluctuaties; bij de keuze van het alarmniveau, d.i. het niveau waarbij de brandstoftoevoer wordt afgesloten, moet men daarom een zekere kans op loos alarm toestaan.

II. Statistische aspecten van het detectieproces en keuze van het alarmniveau

R. P. Adriaanse en P. van der Laan

In het eerste deel van dit artikel is een UV-detector beschreven voor toepassing in een vlambeveiligingsinstallatie; de uitgangsspanning van deze detector vertoont statistische fluctuaties. In dit tweede deel zal het uitgangssignaal wiskundig worden geanalyseerd en beschreven met behulp van een statistisch model, waarna zal worden berekend hoe men het alarmniveau zo kan kiezen dat gemiddeld niet vaker dan tweemaal per jaar loos alarm zal optreden. De gecompliceerdheid van dit

Ir. R. P. Adriaanse, wetenschappelijk medewerker aan de Technische Hogeschool Delft, en drs. P. van der Laan, Philips' I.S.A.-Research, Eindhoven, beide voordien medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

probleem is een gevolg van het feit dat het statistisch model een beschrijving is van een zg. Markov-proces met *afhankelijke aangroeiingen*. Dit houdt onder meer in dat de fluctuaties in de uitgangsspanning slechts door kansverdelingen gekarakteriseerd kunnen worden.

De analyse is uitgevoerd voor de schakeling van fig. 7; een mogelijk verloop van de uitgangsspanning $V(t)$ van deze schakeling, bij brandende vlam, is geschetst in fig. 8. Loos alarm treedt op als $V(t)$ onder het alarmniveau daalt terwijl de vlam brandt; we zijn dus geïnteresseerd in de laagste waarden die $V(t)$ kan bereiken. De diverse onderdelen van de schakeling vertonen uiteraard elk een spreiding rond een nominale waarde. Deze afwijkingen zijn van invloed op $V(t)$; we moeten in onze berekeningen steeds die combinatie van waarden gebruiken die de *laagste* waarde van $V(t)$ oplevert („worst case"-combinatie). Aangezien we de berekeningen met getallenvoorbeelden zullen illustreren, is in *tabel I* voor een bepaalde uitvoering van de schakeling van fig. 7 de nominale waarde van de verschillende onderdelen gegeven en de „worst case"-waarde. Voor

Tabel I. Nominale waarden en „worst case"-waarden van de onderdelen van de schakeling in fig. 7.

	nominaal	„worst case"
R_1	100 Ω	90 Ω
R_2	330 kΩ	300 kΩ
R_3	150 kΩ	160 kΩ
R_4	470 kΩ	440 kΩ
C_1	12 nF	10 nF

de condensator C_2 worden vier verschillende waarden beschouwd:

$$C_2 = 1;\ 2{,}2;\ 4;\ \text{en}\ 6\ \mu\text{F}.$$

Zoals reeds in deel I is besproken, is bij een lagere waarde van C_2 de reactiesnelheid groter, maar de gevoeligheid lager.

Als voedingsspanning voor de detector wordt de normale netspanning (met effectieve waarde 220 V) gebruikt, maar aangezien deze spanning fluctueert en incidenteel kan dalen tot 200 V, kiezen we voor de voedingsspanning $V_s(t) = \hat{V}_s \cos(2\pi t/T)$, met $T = 1/50$ s, de „worst case"-waarde:

$$V_{s\,\text{eff}} = 200\ \text{V},\ \text{zodat}\ \hat{V}_s = 283\ \text{V}.$$

De ontsteekspanning V_1 en de brandspanning V_m kiezen we gelijk aan de grootste waarden die bij een buis van het gebruikte type kunnen optreden. Bij de koudekatodebuis type 155 UG, die we hier beschouwen, zijn deze waarden: $V_1 = V_m = 220$ volt.

De gemiddelde waarde van de uitgangsspanning $V(t)$ die onder deze „worst case"-condities (met $C_2 =$ 2,2 μF) is gemeten bedroeg afhankelijk van de intensiteit van de straling 5 tot 15 V, waarbij de laagste momentele waarde tussen 1 en 10 V lag. Aangezien bij het kiezen van het alarmniveau een kleine kans op loos alarm zal worden toegestaan, kunnen we voor dit alarmniveau een waarde verwachten die van dezelfde orde van grootte is.

Het verloop van de uitgangsspanning

Voor een beschrijving van de fluctuaties in de uitgangsspanning $V(t)$ maken wij gebruik van de volgende veronderstellingen:

1) In een „positieve" halve periode van de voedingsspanning treedt ten hoogste één ontlading op.
2) Wanneer de buis in zo'n positieve halve periode ontsteekt, gebeurt dit steeds bij de topwaarde $\hat{V}_s$ van de voedingsspanning.

Over deze veronderstellingen zij het volgende opgemerkt. De eerste kan worden beschouwd als een „worst case"-veronderstelling, aangezien veelal verscheidene ontstekingen per positieve halve periode zullen optreden, wat tot een grotere waarde van $V(t)$ zal leiden. De tweede veronderstelling leidt niet tot de laagst mogelijke waarde van $V(t)$, maar moest gedaan worden om het proces enigszins te schematiseren, daar het anders voor een analyse ontoegankelijk zou zijn. Gezien het ontstekingspatroon van de buis lijkt echter de verwachting gerechtvaardigd dat de effecten van beide veronderstellingen ongeveer tegen elkaar opwegen.

De voedingsspanning $V_s(t)$ moge de topwaarde $\hat{V}_s$ aannemen op de tijdstippen:

$$t = 0, T, 2T, \ldots \quad (T = 1/50\ \text{s}).$$

Volgens veronderstelling (2) zijn dit tevens de tijdstippen waarop een ontlading kan optreden. We definiëren voorts:

$$x_n = V(nT), \quad \text{waarin}\ n = 0, 1, 2, \ldots \quad . \quad (1)$$

x_n is dus de uitgangsspanning op het tijdstip $t = nT$. Er zijn nu twee mogelijkheden voor het verband tussen x_n en x_{n+1}. Indien ten tijde $t = nT$ een ontlading optreedt, stijgt de uitgangsspanning en geldt bij benadering:

$$x_{n+1} = \lambda_1 x_n + c \quad (0 < \lambda_1 < 1,\ c > 0). \quad . \quad (2)$$

Indien ten tijde $t = nT$ géén ontlading optreedt, daalt de uitgangsspanning en wordt x_{n+1} gegeven door:

$$x_{n+1} = \lambda_2 x_n \quad (0 < \lambda_2 < 1). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

De grootheden λ_1, λ_2 en c blijken op de volgende wijze samen te hangen met de parameters van de elektrische schakeling:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$\left.\begin{aligned}\lambda_1 &= \left(1 - \frac{1}{\frac{R_3R_4}{R_3+R_4}C_2\beta_2}\right) e^{-T/R_4C_2},\\ c &= \frac{\hat{E}}{R_3C_2\beta_2} e^{-T/R_4C_2},\\ \lambda_2 &= e^{-T/R_4C_2}.\end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \quad (4)$$

Hierin is $\hat{E}$ gelijk aan de topwaarde van de spanning over C_1, die op het moment van het ontsteken wordt bereikt, dus $\hat{E} = \hat{V}_s - V_m = 63$ V. *Fig. 10* geeft een beeld van het mogelijke verloop van $V(t)$ volgens dit model.

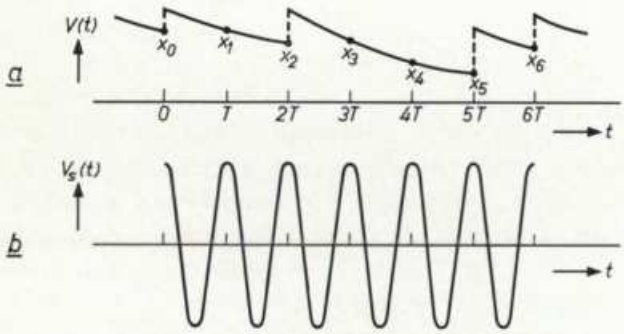


Fig. 10. *a*) Mogelijk verloop van de uitgangsspanning $V(t)$ indien wordt verondersteld dat in elke positieve halve periode van de, in (*b*) getekende, voedingsspanning $V_s(t)$ ten hoogste één ontlading kan plaatsvinden, en wel steeds bij de topwaarde van deze spanning, dus op de tijdstippen $t = nT$. De waarden van $V(t)$ op deze tijdstippen zijn x_0, x_1, x_2, enz.

Een en ander leidt men als volgt af. Treedt ten tijde $t = 0$ een ontlading op, dan voldoet de uitgangsspanning $V(t)$ (mits diode D in fig. 7 geleidend is, dus alleen in de „positieve" halve periodes van de voedingsspanning) aan de volgende differentiaalvergelijking:

$$\ddot{V} + a\dot{V} + bV = 0,$$

met $$a = \frac{1}{R_2C_1} + \frac{1}{R_4C_2} + \frac{1}{R_3C_2} + \frac{1}{R_3C_1}$$

en $$b = \frac{R_2 + R_3 + R_4}{R_2R_3R_4C_2C_1}.$$

Daarbij is ondersteld dat R_1 te verwaarlozen is ten opzichte van R_2 en R_3. De algemene oplossing van deze differentiaalvergelijking is:

$$\left.\begin{aligned}V(t) &= \alpha_1 e^{-\beta_1 t} + \alpha_2 e^{-\beta_2 t},\\ \text{waarin} \quad \beta_{1,2} &= \tfrac{1}{2}a \mp \sqrt{\tfrac{1}{4}a^2 - b}.\end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

De constanten α_1 en α_2 kunnen worden bepaald uit de beginwaarden van V en $\dot{V}$. Deze beginwaarden zijn gegeven door de voorgeschiedenis, dus door het aantal ontladingen dat al heeft plaatsgevonden en de tijdsduur die tussen deze ontladingen is verlopen.

Indien ten tijde $t = nT$ géén ontlading optreedt, daalt de uitgangsspanning met een snelheid die wordt bepaald door de tijdconstante R_4C_2; dan geldt dus:

$$x_{n+1} = x_n e^{-T/R_4C_2}.$$

Dit komt neer op verg. (3) en men leest hieruit de gegeven formule voor λ_2 af.

Indien ten tijde $t = nT$ wèl een ontlading optreedt, krijgt men een spanningsstijging, die kan worden berekend uit (5), en tevens weer een spanningsdaling, die wordt bepaald door R_4C_2. Men kan berekenen dat nu bij goede benadering de door (2) gegeven relatie tussen x_{n+1} en x_n geldt, met voor λ_1 en c de in (4) vermelde uitdrukkingen.

Wat is nu over de onregelmatige opeenvolging van stijgingen en dalingen in $V(t)$ te zeggen? We zullen ervan uitgaan dat bij brandende vlam de kans op een ontsteking voor alle tijdstippen $t = nT$ even groot is, en stellen deze kans p. De grootte van p is afhankelijk van de gevoeligheid van de buis, van de voedingsspanning en van de intensiteit van de straling. In de praktijk kan men een schatting maken van p door de fractie positieve halve periodes te bepalen waarin een of meer ontladingen optreden. Als de kans op ontsteken p is, en de kans op niet-ontsteken dus $1-p$, kunnen we met behulp van (2) en (3) voor het uitgangssignaal het volgende statistische model opstellen:

$$x_{n+1} = \left\{\begin{aligned}&\lambda_1 x_n + c \quad && \text{met kans } p,\\ &\lambda_2 x_n && \text{met kans } (1-p),\end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \quad (6)$$

waarbij $0 < \lambda_1, \lambda_2 < 1$.

Bij het inschakelen van de installatie begint het uitgangssignaal omstreeks het nulniveau. De maximale waarde x_{max} die de uitgangsspanning kan bereiken kan men op eenvoudige wijze berekenen uit de volgende vergelijking:

$$x_{max} = \lambda_1 x_{max} + c.$$

Hieruit volgt:

$$x_{max} = \frac{c}{1-\lambda_1}. \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Tabel II geeft voor onze vier waarden van de uitgangscapaciteit C_2 de waarden van respectievelijk c, λ_1, λ_2 en x_{max} [2].

Tabel II. De waarden van c, λ_1, λ_2 en x_{max} uit verg. (6) en (7) voor vier verschillende waarden van C_2.

C_2	c	λ_1	λ_2	x_{max}
1 μF	0,391	0,947	0,956	7,39
2,2 μF	0,183	0,976	0,980	7,48
4 μF	0,101	0,986	0,989	7,52
6 μF	0,068	0,991	0,992	7,53

De keuze van het alarmniveau

We willen nu een alarmniveau d voor de uitgangsspanning $V(t)$ bepalen waarmee bij continu in gebruik zijnde vlambeveiliging en constante ontstekingskans p gemiddeld niet meer dan tweemaal per jaar loos alarm zal optreden, doordat de uitgangsspanning bij bran-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dende vlam onder de waarde d komt. Aangezien de beginwaarde x_0 van de uitgangsspanning nul kan zijn, zullen we, ter vermijding van een loos alarm in de aanvang van het proces, een zekere aanloopperiode van n_0T seconden in acht moeten nemen. Voor een exacte formulering van de bovengenoemde voorwaarde waaraan het alarmniveau moet voldoen maken we gebruik van de zg. *verdelingsfuncties*:

$$F_n(x) = P[\underline{x}_n \leqq x], \quad \text{voor } n = 0, 1, 2, \ldots \quad . \quad (8)$$

In woorden: $F_n(x)$ is de kans dat $\underline{x}_n$, de uitgangsspanning op het tijdstip $t = nT$, kleiner dan of gelijk aan x volt is. De functies $F_0(x)$, $F_1(x)$, $F_2(x)$, enz. geven elk een waarschijnlijkheidsverdeling weer, vandaar hun naam. Grootheden als $\underline{x}_0$, $\underline{x}_1$, $\underline{x}_2$, enz., die volgens een bepaalde waarschijnlijkheidsverdeling verschillende waarden kunnen aannemen, worden *stochastische* grootheden genoemd en aangegeven door onderstreping van het symbool.

Het bepalen van het alarmniveau d met de bovengenoemde eigenschap komt nu erop neer, de grootste waarde van x te zoeken waarvoor geldt:

$$F_n(x) \leqq 10^{-9} \quad \text{voor elke } n \geqq n_0. \quad . \quad . \quad (9)$$

Immers, bij een netspanning met een frequentie van 50 Hz telt een jaar ongeveer $1{,}6 \times 10^9$ periodes, zodat, als we voor d de door (9) gedefinieerde x-waarde kiezen, het verwachte aantal malen loos alarm gedurende een jaar gelijk is aan:

$$\sum_{n=n_0}^{n_0+1{,}6\times10^9} P[\underline{x}_n \leqq d] = \sum_{n=n_0}^{n_0+1{,}6\times10^9} F_n(d)$$
$$\leqq 1{,}6 \times 10^9 \times 10^{-9}$$
$$< 2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Hierbij is gebruik gemaakt van de stelling dat de verwachting van de som gelijk is aan de som van de verwachtingen, ook indien de gebeurtenissen afhankelijk zijn.

De verdelingsfuncties $F_0(x)$, $F_1(x)$, $F_2(x)$, enz. zijn monotoon niet-dalende functies, waarvoor geldt:

$$\left.\begin{aligned} F_n(x) &= 0 \quad \text{voor} \quad x < 0, \\ 0 \leqq F_n(x) &\leqq 1 \quad \text{voor} \quad 0 \leqq x < \frac{c}{1-\lambda_1}, \\ F_n(x) &= 1 \quad \text{voor} \quad \frac{c}{1-\lambda_1} \leqq x. \end{aligned}\right\}$$
$$(n = 0, 1, 2, \ldots) \quad . \quad . \quad (11)$$

De uitgangsspanning x kan nl. niet negatief zijn, dus voor $x < 0$ is de waarschijnlijkheid dat $\underline{x}_n < x$ gelijk aan nul; verder is x in elk geval kleiner dan $x_{max} = c/(1-\lambda_1)$, zodat voor $x \geqq c/(1-\lambda_1)$ de waarschijnlijkheid 1 is. De functies $F_{n_0}(x)$, $F_{n_0+1}(x)$, $F_{n_0+2}(x)$, . . ., die nodig zijn voor het bepalen van d met behulp van verg. (9), kunnen b.v. een vorm hebben als in *fig. 11*. Zijn deze krommen bekend, dan kan op de in deze figuur schematisch aangegeven wijze eenvoudig het vereiste alarmniveau d worden bepaald.

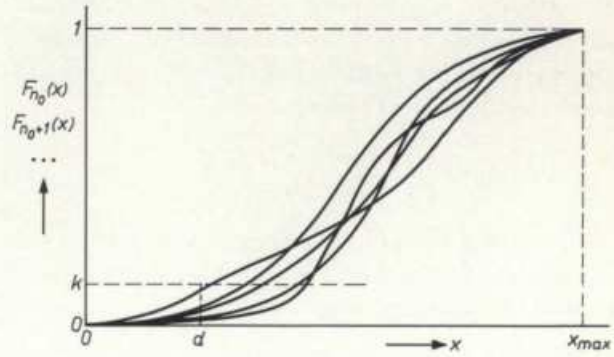


Fig. 11. Mogelijk verloop van enkele verdelingsfuncties $F_n(x)$ voor $n \geqq n_0$, en de bepaling van d als de grootste waarde van x waarbij $F_n(x) \leqq k$ voor alle $n \geqq n_0$.

We willen nu, uitgaande van de functie $F_0(x)$, die de beginverdeling weergeeft waarmee het proces start (d.i. bij $t = 0$), de functies $F_1(x)$, $F_2(x)$, enz. berekenen, tot $F_m(x)$ met willekeurig grote m (in 10 jaar zou reeds $m = 1{,}6 \times 10^{10}$ zijn), om de grootste waarde van x te kunnen bepalen waarvoor (9) inderdaad geldt. Hiertoe bepalen we het verband tussen $F_{n+1}(x)$ en $F_n(x)$.

Uit verg. (6) volgt:

$$P[\underline{x}_{n+1} \leqq x] = pP[(\lambda_1 \underline{x}_n + c) \leqq x] + (1-p)P[\lambda_2 \underline{x}_n \leqq x]$$
$$= pP\left[\underline{x}_n \leqq \frac{x-c}{\lambda_1}\right] + (1-p)P\left[\underline{x}_n \leqq \frac{x}{\lambda_2}\right].$$
$$. \quad . \quad . \quad (12)$$

Met behulp van definitie (8) geeft dit de volgende relatie tussen de verdelingsfuncties:

$$F_{n+1}(x) =$$
$$= \left\{\begin{aligned} &0 && \text{voor } x < 0, \\ &pF_n\left(\frac{x-c}{\lambda_1}\right) + (1-p)F_n\left(\frac{x}{\lambda_2}\right) && \text{voor } 0 \leqq x < \frac{c}{1-\lambda_1} \\ &1 && \text{voor } \frac{c}{1-\lambda_1} \leqq x. \end{aligned}\right\}$$
$$. \quad . \quad . \quad (13)$$

Deze vergelijking geeft voor elke waarde van x het verband tussen de functies $F_{n+1}(x)$ en $F_n(x)$; een dergelijke

[2] Bij de berekening van x_{max} zijn meer decimalen van c en λ_1 meegenomen dan in tabel II vermeld zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vergelijking wordt een *functionaalvergelijking* genoemd.

Uitgaande van een beginverdeling $F_0(x)$ is het nu in principe mogelijk om met behulp van verg. (13) voor een eindig aantal waarden van x achtereenvolgens $F_1(x)$, $F_2(x)$, enz. te berekenen door herhaald toepassen van de functionaalvergelijking (13). Als voorbeeld zijn in *fig. 12* voor een gefingeerd geval, met $\lambda_1 = 0{,}855$, $\lambda_2 = 0{,}916$, $c = 2{,}58$ en $p = 0{,}7$, de verdelingsfuncties $F_1(x)$, $F_2(x)$, $F_3(x)$ en $F_4(x)$ berekend. Hierbij is uitgegaan van de beginwaarde $x_0 = 0$, wat overeenkomt met de beginverdeling:

$$F_0(x) = \begin{cases} 0 & \text{voor } x < 0, \\ 1 & \text{voor } 0 \leqq x. \end{cases} \quad \ldots \quad (14)$$

In fig. 12 zien we dat zelfs uitgaande van een zeer eenvoudige F_0 de vorm van de verdelingsfunctie F_4 reeds tamelijk gecompliceerd is.

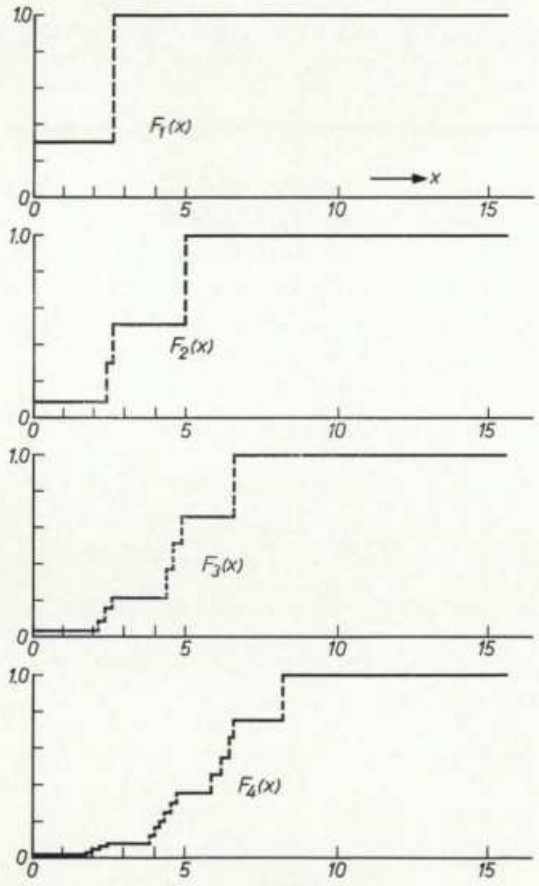


Fig. 12. Uitgaande van de beginverdeling $F_0(x)$ volgens (14), zijn voor bepaalde waarden van λ_1, λ_2, p en c met de functionaalvergelijking (13) de verdelingsfuncties $F_1(x)$, $F_2(x)$, $F_3(x)$ en $F_4(x)$ berekend. We zien dat $F_4(x)$ reeds vrij gecompliceerd is; het is dan ook niet doenlijk om alle functies die voor het bepalen van d nodig zijn op deze wijze te berekenen.

Hoewel het dus in principe mogelijk is de rij $F_1(x)$, $F_2(x)$, . . ., $F_n(x)$ in ieder gewenst punt te berekenen met behulp van de functionaalvergelijking, is het, zodra n niet meer klein is, praktisch niet mogelijk de nodige berekeningen uit te voeren. Immers, als men F_n in een punt x_1 wenst te bepalen, dan zal men hiertoe F_{n-1} in *twee* punten moeten kennen, nl. in:

$$x_{11} = \frac{x_1 - c}{\lambda_1} \quad \text{en} \quad x_{12} = \frac{x_1}{\lambda_2}.$$

Om in staat te zijn F_{n-1} in deze punten te bepalen, zal F_{n-2} in *vier* punten bekend moeten zijn, nl. in:

$$x_{21} = \frac{x_{11} - c}{\lambda_1}, \quad x_{22} = \frac{x_{11}}{\lambda_2}, \quad x_{23} = \frac{x_{12} - c}{\lambda_1}, \quad x_{24} = \frac{x_{12}}{\lambda_2}.$$

Enzovoort. Het is eenvoudig in te zien dat het totaal aantal nodige berekeningen bij deze iteratieve procedure zeer snel toeneemt. Een rechtstreekse numerieke oplossing van de functionaalvergelijking is derhalve niet mogelijk, zelfs niet met een groot rekentuig. Aangezien verg. (13) ook niet analytisch oplosbaar is, blijft als enige mogelijkheid het zoeken van een benaderingsmethode. We hebben voor dit probleem een oplossing gevonden in de vorm van een iteratieprocedure waarmee zeer dicht bijeen liggende *onder- en bovengrenzen* voor het te kiezen alarmniveau bepaald kunnen worden.

Het bepalen van een onder- en een bovengrens voor het alarmniveau

De procedure voor het benaderen van het alarmniveau houdt in dat twee verdelingsfuncties $G_{n_0}(x)$ en $H_{n_0}(x)$ worden bepaald [3], zodanig dat voor elke x en voor elke $n \geqq n_0$ geldt:

$$G_{n_0}(x) \geqq F_n(x) \geqq H_{n_0}(x). \quad \ldots \quad (15)$$

Deze situatie is schematisch weergegeven in *fig. 13*.

Met behulp van de functies $G_{n_0}(x)$ en $H_{n_0}(x)$ kunnen we nu een ondergrens en en bovengrens voor het alarmniveau d vinden. Indien nl. y' de grootste waarde van x is waarvoor $G_{n_0}(x) \leqq 10^{-9}$, en y'' de grootste waarde van x waarvoor $H_{n_0}(x) \leqq 10^{-9}$, dan volgt met (9) en (15):

$$y' \leqq d \leqq y''. \quad \ldots \quad (16)$$

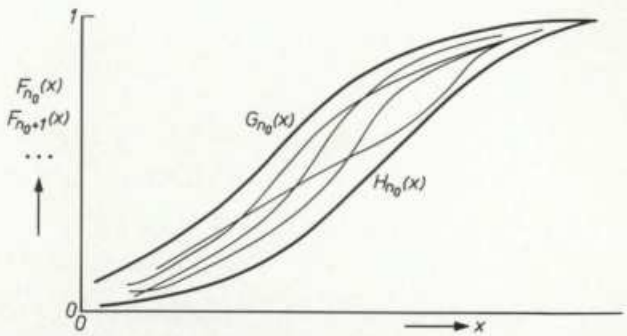


Fig. 13. Voor het benaderen van het alarmniveau worden twee verdelingsfuncties $G_{n_0}(x)$ en $H_{n_0}(x)$ bepaald die voor elke waarde van x groter resp. kleiner zijn dan alle functies $F_n(x)$ voor $n \geqq n_0$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een en ander is geschetst in *fig. 14*. Indien de twee functies $G_{n_0}(x)$ en $H_{n_0}(x)$ nu zo kunnen worden gekozen dat y' en y'' slechts weinig verschillen, dan is y' een zeer goede benadering voor het alarmniveau d. Immers, voor alle $n \geqq n_0$ geldt nu:

$$F_n(y') \leqq G_{n_0}(y') \leqq 10^{-9}. \quad . \; . \; . \quad (17)$$

De beperking $n \geqq n_0$ betekent in de praktijk dat bij gebruik van y' als alarmniveau een aanloopperiode van $n_0 T$ seconden in aanmerking moet worden genomen.

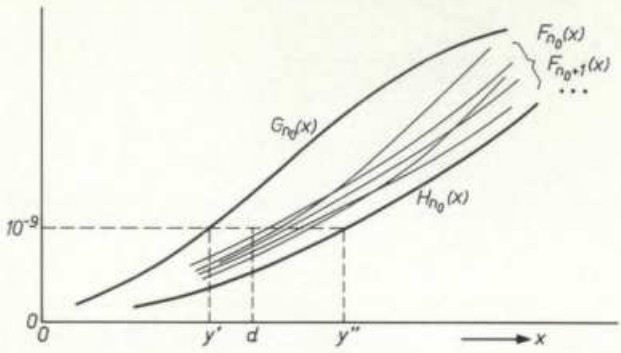


Fig. 14. Het bepalen van de ondergrens y' en de bovengrens y'' voor het alarmniveau d.

We zullen in het kort de methode aangeven volgens welke de functie $G_{n_0}(x)$ geconstrueerd kan worden. $G_{n_0}(x)$ is de functie met het rangnummer n_0 uit een rij stapfuncties $G_0(x)$, $G_1(x)$, $G_2(x)$, ... Hierin is $G_0(x)$ een gegeven beginverdeling, die als volgt is gedefinieerd:

$$G_0(x) = \left\{ \begin{matrix} 0 & \text{voor} & x < 0, \\ 1 & \text{voor} & 0 \leqq x. \end{matrix} \right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (18)$$

Voor het bepalen van de overige functies uit deze rij wordt het interval tussen $x = 0$ en $x = x_{\max} = c/(1 - \lambda_1)$ door middel van de punten $\xi_0 = 0 < \xi_1 < \xi_2 < \ldots < \xi_{N-1} < \xi_N = c/(1 - \lambda_1)$ verdeeld in N gelijke deelintervallen. De functie $G_1(x)$ wordt nu in de punten $\xi_0, \xi_1, \ldots \xi_N$ bepaald door toepassen van de functionaalvergelijking (13). Dit geeft:

$$G_1(\xi_i) = p\, G_0\left(\frac{\xi_i - c}{\lambda_1}\right) + (1-p) G_0\left(\frac{\xi_i}{\lambda_2}\right) \qquad (i = 0, 1, 2, \ldots N). \quad . \; . \; . \quad (19)$$

In de tussengelegen punten wordt $G_1(x)$ echter anders gedefinieerd, en wel als volgt:

$$G_1(x) = \left\{ \begin{matrix} 0 & \text{voor} & x < \xi_0, \\ G_1(\xi_i) & \text{voor} & \xi_{i-1} < x < \xi_i, \\ 1 & \text{voor} & \xi_N < x. \end{matrix} \right\} \quad . \quad (20)$$

De functie krijgt in een dergelijk punt dus de waarde die volgens verg. (13) behoort bij de bovenste grenswaarde van het deelinterval waarin het punt ligt.

Op deze wijze krijgt men een stapfunctie $G_1(x)$ die een verdelingsfunctie is en waarvoor bij elke waarde van x geldt:

$$G_1(x) \geqq F_1(x).$$

Hierin is $F_1(x)$ een verdelingsfunctie die is bepaald door de functionaalvergelijking (13) voor $n = 0$ met een willekeurige beginverdeling $F_0(x)$.

Op dezelfde wijze wordt, indien $G_{n-1}(x)$ bekend is, de functie $G_n(x)$ in de punten $\xi_0, \xi_1, \ldots, \xi_N$ berekend met behulp van de functionaalvergelijking (13), zodat:

$$G_n(\xi_i) = p\, G_{n-1}\left(\frac{\xi_i - c}{\lambda_1}\right) + (1-p) G_{n-1}\left(\frac{\xi_i}{\lambda_2}\right) \qquad (i = 0, 1, 2, \ldots N), \quad . \; . \; . \quad (21)$$

terwijl in de tussengelegen punten de functie $G_n(x)$ als volgt wordt gedefinieerd:

$$G_n(x) = \left\{ \begin{matrix} 0 & \text{voor} & x < \xi_0, \\ G_n(\xi_i) & \text{voor} & \xi_{i-1} < x < \xi_i, \\ 1 & \text{voor} & \xi_N < x. \end{matrix} \right\} \quad . \; . \quad (22)$$

De op deze eenvoudige wijze te construeren stapfunctie $G_n(x)$ is een verdelingsfunctie waarvoor men kan bewijzen dat bij elke waarde van x geldt:

$$G_n(x) \geqq F_n(x).$$

Hierin is $F_n(x)$ weer een verdelingsfunctie die is verkregen door herhaald toepassen van de functionaalvergelijking (13) uitgaande van een willekeurige beginverdeling $F_0(x)$.

Door volledige inductie naar n kan men voor de rij stapfuncties $G_n(x)$ $(n = 1, 2, \ldots)$ bewijzen:

$$G_n(x) \geqq G_{n+1}(x).$$

Uit de laatste twee ongelijkheden volgt dat voor een willekeurige gegeven n_0 geldt:

$$G_{n_0}(x) \geqq F_n(x) \quad \text{voor elke } n \geqq n_0, \quad . \; . \; . \; . \quad (23)$$

waarmee aan de eerste ongelijkheid van verg. (15) is voldaan.

Op ongeveer gelijke wijze kan men, uitgaande van de beginverdeling:

$$H_0(x) = \left\{ \begin{matrix} 0 & \text{voor} & x < \dfrac{c}{1-\lambda_1}, \\ 1 & \text{voor} & \dfrac{c}{1-\lambda_1} \leqq x, \end{matrix} \right\} \quad . \; . \; . \; . \quad (24)$$

een rij stapfuncties $H_n(x)$ construeren, zodanig dat voor een gegeven n_0 geldt:

$$F_n(x) \geqq H_{n_0}(x) \quad \text{voor elke } n \geqq n_0. \quad . \; . \; . \; . \quad (25)$$

Dan is ook aan de tweede ongelijkheid van formule (15) voldaan.

Voor het berekenen van de functie $G_{n_0}(x)$ moet verg. (21) n_0 maal worden toegepast. Voor $H_{n_0}(x)$ is een soortgelijke bewerking vereist. Als deze functies berekend zijn, kunnen de ondergrens y' en de bovengrens y'' eenvoudig worden bepaald. De iteratieprocedure voor het berekenen van $G_{n_0}(x)$ en $H_{n_0}(x)$ kan voor gegeven waarden van λ_1, λ_2, c en p op een digitale rekenmachine worden uitgevoerd [4]. Hierbij zijn het aantal deelpunten N en het aantal stappen n_0 nog vrij te kiezen. Na de resultaten van berekeningen voor $N = 500$ en $N = 1000$ te hebben vergeleken, is besloten in het beschreven geval $N = 1000$ te nemen. De waarde van n_0 werd van geval tot geval door middel van een vast criterium bepaald.

Voor de vier verschillende waarden van de capaciteit C_2 in fig. 7 werden op deze wijze, nadat de functies $G_{n_0}(x)$ en $H_{n_0}(x)$ voor verschillende waarden van de ontstekingskans p waren berekend, de ondergrens y' en de bovengrens y'' als functie van p uitgezet (*fig. 15*).

[3] In dit verband verstaan we onder een verdelingsfunctie een monotoon niet-dalende functie die voldoet aan verg. (11).

[4] Het rekenmachineprogramma werd geschreven door S. Jonkmans; tevens heeft hij te zamen met J. Prakken verschillende van de nodige berekeningen uitgevoerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

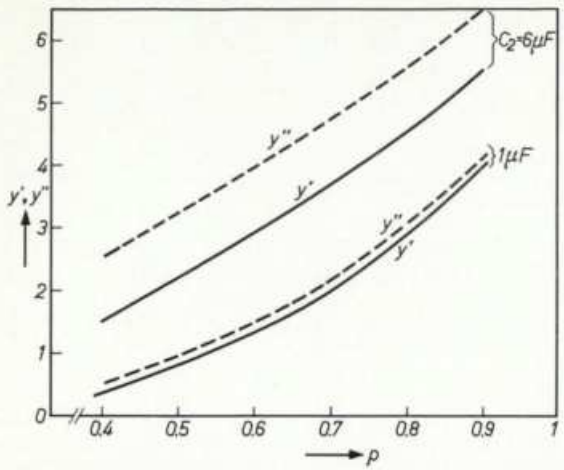


Fig. 15. De ondergrens y' en de bovengrens y'' voor het alarmniveau als functie van de ontstekingskans p. De grenzen zijn berekend uit de functies $G_{n_0}(x)$ en $H_{n_0}(x)$ waarmee de verdelingsfuncties $F_n(x)$ zijn benaderd. De berekeningen zijn uitgevoerd met de eerder genoemde waarden voor C_2, nl. 1-2,2-4-6 μF. Alleen de uitkomsten voor 1 μF en 6 μF zijn hier uitgezet.

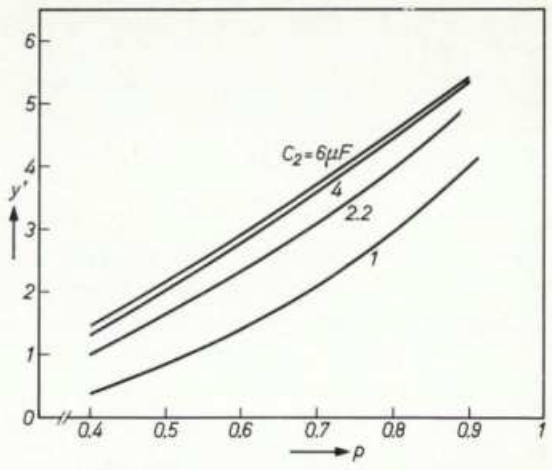


Fig. 16. Doordat bij elke waarde van C_2 de onder- en bovengrenzen dicht bijeen blijken te liggen (zie fig. 15), kunnen de ondergrenzen heel geschikt als alarmniveau worden gebruikt. Deze ondergrenzen y' zijn hier voor de vier waarden van C_2 gezamenlijk weergegeven als functie van p.

Wellicht ten overvloede zij nog opgemerkt dat de resultaten steeds van toepassing zijn na een aanlooptijd van n_0T seconden. Dit betekent dat bij continu brandende ovenvlam de gevonden ondergrenzen als alarmniveau gebruikt kunnen worden mits het alarmmechanisme zo is afgesteld dat het pas kan reageren n_0T seconden nadat de UV-detector in werking is gesteld. Voor het geval $C_2 = 1$ μF bedraagt deze aanloopperiode 5 seconden. Voor de overige drie gevallen is de aanloopperiode 10 seconden. Daar de onder- en bovengrenzen dicht bij elkaar liggen, zijn de ondergrenzen zeer geschikt om als alarmniveau gebruikt te worden. Voor de vier gevallen zijn de ondergrenzen gezamenlijk weergegeven in *fig. 16*.

Slotbeschouwing

De resultaten van de berekening van de onder- en bovengrenzen voor het alarmniveau, weergegeven in fig. 15, laten zien dat voor de beschouwde gevallen deze grenzen tamelijk dicht bij elkaar liggen. Het is o.i. opmerkelijk dat de in wezen onorthodoxe methode zo dicht bij elkaar liggende grenzen geeft. Bovendien zij opgemerkt dat de grenzen geldig zijn na een aanloopperiode van bekende lengte. Verder hebben wij kunnen zien dat de aanloopperiodes voor de verschillende waarden van de uitgangscapaciteit kort zijn, namelijk ten hoogste 10 seconden. Uit dit alles kan geconcludeerd worden dat de ondergrenzen zeer geschikt zijn om als alarmniveau te worden gebruikt.

Aangezien wij hier te maken hebben met een iteratieve procedure waarbij eenzelfde bewerking een groot aantal malen toegepast moet worden, is de beschreven methode speciaal bestemd om uitgevoerd te worden met behulp van een rekentuig. De in dit artikel beschreven methode geeft in feite heel algemeen onder- en bovengrenzen voor verdelingsfuncties $F_n(x)$ $(n \geqq n_0)$, zodat men mag aannemen dat de methode ruimere toepassingsmogelijkheden heeft dan de hier behandelde.

Samenvatting. Bij vlambeveiliging met de in deel I van dit artikel beschreven, op UV-straling aansprekende, koudekatodebuis vertoont het uitgangssignaal door het statistische karakter van het ontstekingsproces toevallige fluctuaties, waarmee bij het kiezen van een alarmniveau rekening moet worden gehouden. In dit deel van het artikel wordt een methode aangegeven waarmee men het alarmniveau zodanig kan kiezen dat bij continue werking gemiddeld niet meer dan tweemaal per jaar loos alarm zal optreden. Er wordt eerst een statistisch model afgeleid voor de uitgangsspanning van de detectieschakeling bij brandende vlam. De kans dat deze uitgangsspanning op een zeker tijdstip beneden een bepaalde waarde komt, wordt aangegeven door een verdelingsfunctie. Aangezien in het beschreven geval het exact berekenen van deze verdelingsfuncties voor alle tijdstippen zelfs met behulp van een grote rekenmachine niet mogelijk is, is een benaderingsmethode ontwikkeld, waarbij deze functies worden ingesloten tussen twee eenvoudiger verdelingsfuncties. Hiermee kan men voor het alarmniveau een ondergrens en een bovengrens bepalen, waarvan de ondergrens als alarmniveau kan dienen. Voor een speciaal geval wordt een getallenvoorbeeld gegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Kristalgroei van siliciumcarbide (III)

Het werk aan de kristalgroei van SiC, waarover reeds twee keer in dit tijdschrift een korte mededeling is gedaan [1], wordt nog steeds voortgezet en heeft in de laatste tijd enkele interessante nieuwe resultaten opgeleverd.

Bij de vroegere onderzoekingen is de groei van whiskers, haarvormige kristallen, geconstateerd die dikwijls, microscopisch gezien, een aanmerkelijke lengte bereikten. In de eerste plaats zij nu vermeld dat we er thans in geslaagd zijn whiskers van SiC te doen groeien van zeer veel grotere lengten, tot ca. 10 cm, bij diameters van 0,01 tot 50 micron. Het lijkt zonder meer mogelijk de lengte nog verder op te voeren. De foto *fig. 1* toont een aantal van deze lange whiskers, terwijl in *fig. 2* enkele typische regelmatige doorsneden van zulke whiskers zijn weergegeven, met ter vergelijking de doorsnede van een mensenhaar.

In de tweede plaats zijn er opmerkelijke wetmatigheden gevonden betreffende de kristalstructuur en groeicondities van SiC-whiskers. Deze resultaten zullen in uitvoeriger vorm elders gepubliceerd worden, hier moge alvast in het kort de essentie worden weergegeven.

Bij alle experimenten op dit gebied laten we de groei van SiC plaatsvinden door middel van een chemische reactie tussen een siliciumhoudende en een koolstofhoudende verbinding, gewoonlijk bij temperaturen boven 1000 °C, waarbij de whiskers zich vormen op een of ander substraat, b.v. elektro-grafiet. De whiskervorming — een eenzijdige bevoordeling van een be-

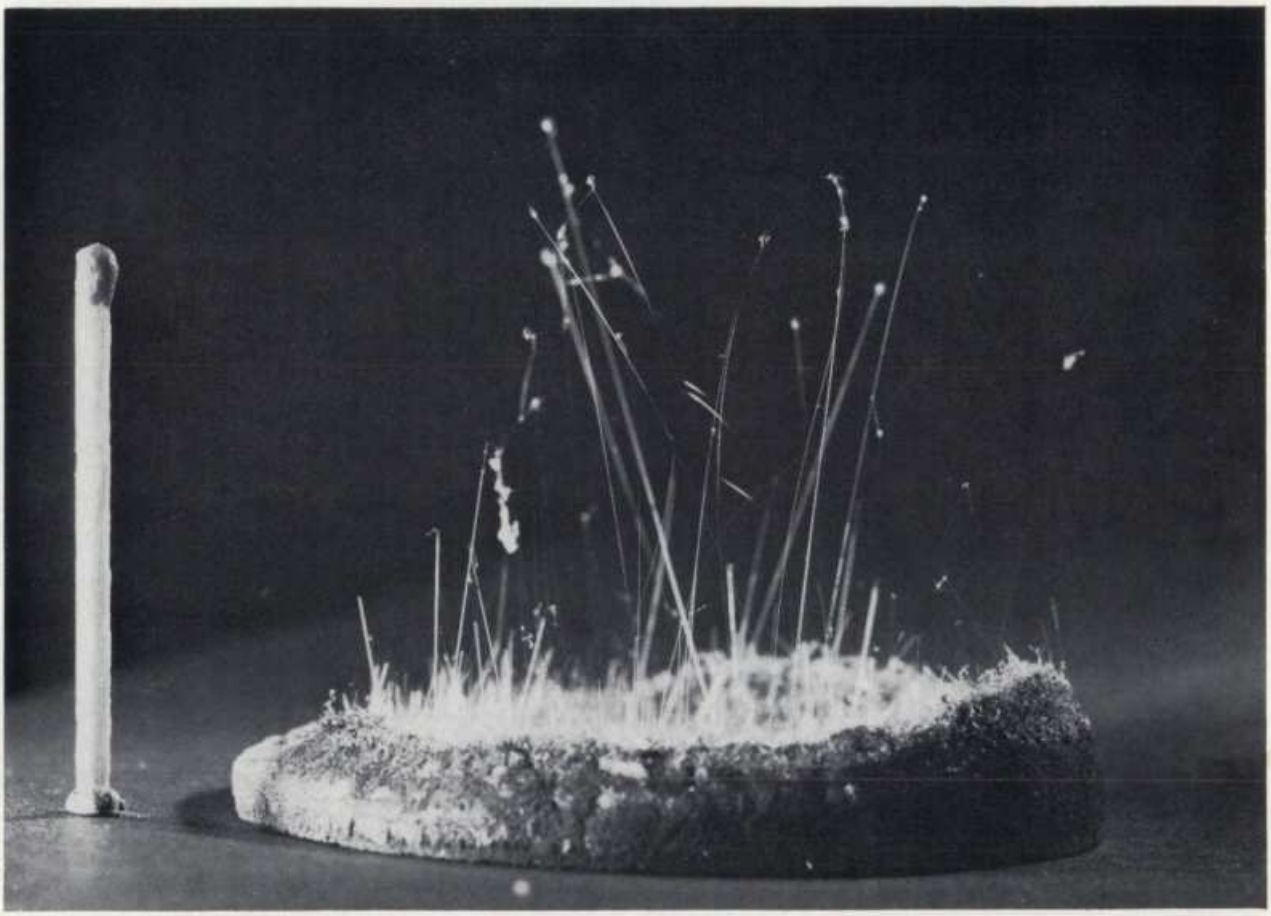


Fig. 1. Whiskers van siliciumcarbide. Lengte tot 6 cm, diameter tot 10 μm.

[1] W. F. Knippenberg, H. B. Haanstra en J. R. M. Dekkers, Kristalgroei van siliciumcarbide (I), Philips techn. T. **24**, 175-177, 1962.
H. B. Haanstra en W. F. Knippenberg, Kristalgroei van siliciumcarbide (II), Philips techn. T. **26**, 232-233, 1964/65.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

paalde kristalgroeirichting — blijkt het gemakkelijkst verwezenlijkt te worden bij relatief lage concentraties van de reagentia. Een verhoging van de concentraties heeft, vooral bij hogere temperaturen, tot gevolg dat de whiskervorming overgaat in de groei van „normale" SiC-kristallen, d.w.z. kristallen met uitwendige vormen die uit beschouwingen over de kristalsymmetrie en over de richting der chemische bindingen begrepen kunnen worden. Herhaalde tweelingvorming, die bij SiC zeer gemakkelijk optreedt, kan dan toch nog tot het ontstaan van kristallen met een verrassende vorm aanleiding geven [2].

In ons vroegere werk hebben we de kristalgroei vanaf de eerste stadia, bij de laagste groeitemperatuur, met behulp van de elektronenmicroscoop gevolgd. Het bleek dat er twee grondvormen voorkomen: a) whiskers, met een min of meer ronde of zeshoekige doorsnede, en b) langgerekte plaatjes. Het elektronenmicroscopische onderzoek toonde allerlei bijzondere verstoringen van het kristalrooster van de whiskers aan. Er werd echter vastgesteld dat een axiale kristalfout slechts zeer zelden voorkwam [1].

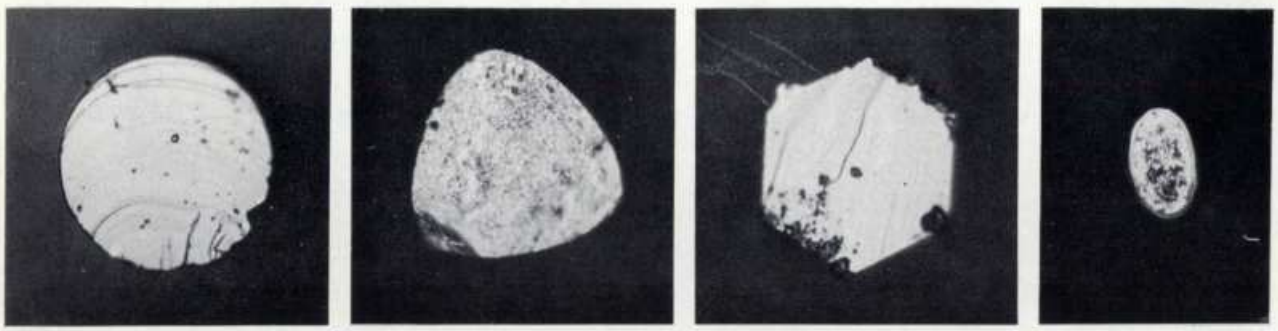
Nadien zijn ook structuurbepalingen door middel van *elektronendiffractie* uitgevoerd. Het resultaat was niet ondubbelzinnig: veelal liggen de diffractiestippen niet op rechte lijnen, doordat de whiskers gebogen en gedraaid en de roostervlakken dus vervormd zijn. Verschillende delen van een zelfde whisker leverden diffractiepatronen op waarvan sommige kubische maar andere hexagonale symmetrie bezitten [3].

Optisch onderzoek met gepolariseerd licht aan de bij hogere temperatuur verkregen grote langgerekte kristallen had aangetoond dat alle exemplaren *dubbelbrekende* delen vertoonden, of geheel dubbelbrekend waren. Er werd toen ondersteld dat vergroeiing van de dubbelbrekende, hexagonale wurtziet- en de niet-dubbelbrekende, kubische sfaleriet-modificatie regel zou zijn. Bij het recente werk echter hebben we gevonden dat men hier een scherp onderscheid moet maken naar de omstandigheden waaronder de whiskers groeien:

1) Bij groei van whiskers op een willekeurige *polykristallijne* ondergrond, als er géén onzuiverheden in het reactiesysteem aanwezig zijn, vindt men alleen de sfaleriet-structuur (bij 1000-1800 °C). Toch is er, zoals vermeld, een dubbele breking, die de indruk maakt dat het materiaal niet kubisch is. Deze dubbele breking wordt veroorzaakt door een bepaalde mate van wanorde [4]. Indien er onzuiverheden aanwezig zijn, wordt de opbrengst aan whiskers vergroot en treedt er in een nauw temperatuurgebied rond 1380 °C ook de wurtziet-modificatie op, vergroeid met de sfaleriet-modificatie. Door toevoeging van zeer bepaalde onzuiverheden kan men rond 1380 °C een kristalgroei krijgen waarbij alle whiskers de wurtziet-structuur bezitten.

Bij hogere temperatuur vindt men, bij toevoeging van de bedoelde onzuiverheden, naast de sfaleriet-modificatie aanmerkelijke hoeveelheden whiskers met de andere voor SiC bekende hexagonale kristalstructuren (polytypie). Bij zeer hoge temperaturen, boven 2000 °C, kan men de reeds vermelde langgerekte plaatjes („bandvormige whiskers", lengte tot 5 cm) verkrijgen.

Met andere onzuiverheden dan gebruikt voor de laatstgenoemde experimenten kan men in het temperatuurgebied 1000-1800 °C de in het begin genoemde groei van extreem lange draadvormige whiskers bewerkstelligen.



a *b* *c* *d*

Fig. 2. *a*, *b*, *c*) Doorsneden van siliciumcarbide-whiskers als getoond in fig. 1. Ter vergelijking is in *d*) een doorsnede van een mensenhaar weergegeven (vergroting 500×).

---

[2] W. F. Knippenberg, Philips Res. Repts. **18**, 161-274, 1963, zie speciaal blz. 213 ff.

[3] Dit is ook gevonden door K. A. Jackson en R. S. Wagner, J. appl. Phys. **36**, 2132-2137, 1965.

[4] Wanorde in SiC heeft een zeer speciale betekenis; zie hiervoor het aangehaalde artikel [2], blz. 193.

[5] Zie ook W. F. Knippenberg en G. Verspui, Philips Res. Repts. **21**, 113-121, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2) Bij groei van whiskers op grote hexagonale *monokristallen van SiC* van een gegeven polytype blijkt men verrassenderwijze in het algemeen whiskers met een kristalstructuur van hetzelfde polytype te verkrijgen — een extreme soort epitaxie dus. Hierbij is het opmerkelijk dat bij onze experimenten de whiskers op de prisma- en piramide-(zij-)vlakken van de gebruikte plaatvormige SiC-monokristallen langs de *a*-assen van deze kristallen gericht waren en vrijwel alle de structuur van het substraatkristal aannamen. Whiskers die loodrecht op de basisvlakken groeiden (langs de *c*-as van het substraatkristal) stonden in rijen, welke evenwijdig aan de *a*-assen van het substraatkristal verlopen. Onder deze laatste whiskers werden er altijd vele met de sfaleriet-structuur aangetroffen [5]. Ook hier kunnen op de boven vermelde wijze uiterst lange whiskers worden verkregen, die dan eveneens van het polytype van het substraat blijken te zijn.

Deze vondsten en de hiermee mogelijke betere beheersing van groei en eigenschappen van SiC-whiskers beloven de verwezenlijking van praktische toepassingen hiervan naderbij te brengen. Een toepassing heeft men reeds lang in het oog gevat, nl. voor het versterken van materialen. Het is bekend dat whiskervormige (dislocatievrije) kristallen de theoretische treksterkte van een materiaal kunnen benaderen, die zeer veel hoger ligt dan de waarde die voor gewone mono- of polykristallijne vormen van dat materiaal wordt gevonden. Bij onze SiC-whiskers hebben we nu waarden gemeten tot boven 25 000 N/mm². Ook bij zeer hoge temperaturen blijft een grote treksterkte behouden.

W. F. Knippenberg
G. Verspui

Dr. W. F. Knippenberg en G. Verspui, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ontwerp en eigenschappen van moderne fotomultiplicatorbuizen

G. Piétri en J. Nussli

De fotomultiplicator is het instrument par excellence voor het onderzoek van zwakke of snel verlopende lichtverschijnselen, en voor vele onderzoekingen op het gebied van de kernfysica is hij vrijwel onmisbaar. De vervolmaking van dit instrument gedurende de laatste twintig jaar is gepaard gegaan met een frappante toeneming van de verscheidenheid van types: de catalogus van Philips fotomultiplicators omvat tegenwoordig ongeveer 100 verschillende soorten. Sommige van deze soorten verdienen speciale belangstelling, o.a. wegens hun buitengewone snelheid. In dit artikel worden de gezichtspunten behandeld die bij hun ontwikkeling een rol gespeeld hebben.

Een fotomultiplicatorbuis is in wezen een foto-emissiecel, gecombineerd met een elektronenmultiplicator (*fig. 1*). Deze laatste fungeert als versterker met een zo geringe eigen ruis dat deze meestal verwaarloosd kan worden; een andere, op het eerste gezicht paradoxale, eigenschap is dat men aan deze versterker geen ruistemperatuur kan toekennen, daar zijn ruis onafhankelijk is van de temperatuur. Voorts is essentieel dat beide verschijnselen waarop het instrument is gebaseerd — de foto-emissie en de secundaire emissie — zich buitengewoon snel afspelen. De enige tijdfouten die bij de meting kunnen optreden ontstaan door het feit dat de geëmitteerde elektronen een variërende beginsnelheid hebben.

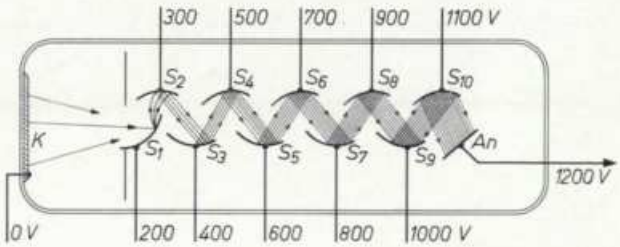


Fig. 1. Principeschema van een fotomultiplicator. Bij verlichting door de te detecteren straling zendt de fotokatode *K* foto-elektronen uit, die zich op hun weg naar de anode *An* door secundaire emissie van de elektrodes $S_1 \ldots S_{10}$ vermenigvuldigen. De bij de elektrodes aangegeven spanningen dienen slechts om de gedachte te bepalen.

Daar de fotomultiplicator behalve deze eigenschappen ook een zeer grote gevoeligheid bezit, is hij het instrument par excellence voor het onderzoek van lichtverschijnselen. Onder zekere voorwaarden is zijn gevoeligheid onvergelijkelijk veel groter dan die van de fotografische plaat, en als men let op de hoeveelheid informatie die b.v. in een tijd van de orde van 1 s kan worden opgenomen, overtreft zijn gevoeligheid zelfs die van de netvliescellen van het menselijk oog.

De fotomultiplicator is vooral onmisbaar gebleken voor het waarnemen en tellen van scintillaties die in bepaalde materialen door nucleaire deeltjes worden opgewekt [1]. Hierbij interesseert men zich voor de volgende dingen: a) Het aantal scintillaties per tijdseenheid, waaruit men de activiteit van de bron kan afleiden; hiervoor kunnen telsnelheden van meer dan 10^7 per seconde nodig zijn. b) De energie van het invallende deeltje; deze volgt uit het aantal opgewekte fotonen, daar dit aantal er binnen zekere grenzen evenredig mee is. c) Het tijdstip van optreden van het deeltje; dit kan men bepalen met een nauwkeurigheid tot 10^{-10} s. d) De wijze waarop tijdens de scintillatie de lichtsterkte verloopt; hierbij bereikt men een nauwkeurigheid van ongeveer 10^{-9} s.

De huidige vorm van de fotomultiplicators is in feite min of meer vastgelegd door de eisen die de kernfysica hieraan stelt, maar juist deze eisen hebben er ook toe geleid dat men de prestaties van de fotomultiplicators steeds verder heeft opgevoerd, en hiervan kan in al die gevallen worden geprofiteerd waarin men zeer zwakke of snel verlopende lichtverschijnselen wil waarnemen.

In de Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée is in 1952 het onderzoek aan fotomultiplicators ten behoeve van de fabricage door Philips ter hand genomen. In 1954 werd met het type 150 AVP de seriefabricage in de fabriek te Brive-la-Gaillarde gestart. Bij L.E.P. was inmiddels het type 53 AVP ontwikkeld en begon de aandacht zich te richten op snelle

G. Piétri, ing. E.S.E. radio, lic. ès sciences (adjunct-directeur) en J. Nussli, lic. ès sciences, medewerkers van Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (Val de Marne), Frankrijk.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fotomultiplicators, met name van het type 56 AVP, en op speciale fotokatodes. In 1960 werd in de fabriek te Brive een eigen ontwikkelingslaboratorium ingericht. Hier zijn vooral kleine buizen met schelpvormige dynodes ontwikkeld, zoals de types 152 AVP en PM 400 [2]. De Philips-catalogus bevat tegenwoordig een zeer uitgebreide keuze van fotomultiplicatorbuizen: men vindt er ongeveer 100 types in vermeld (*fig. 2*).

Fig. 2. Enkele types fotomultiplicatorbuizen die tegenwoordig door Philips in de fabriek te Brive (Frankrijk) worden gefabriceerd.

We willen in dit artikel beschrijven hoe deze buizen, en vooral die met extreem opgevoerde prestaties, tot stand gekomen zijn. Hiertoe gaan we eerst in op de fysische verschijnselen waarvan in de fotomultiplicators gebruik wordt gemaakt, alsmede op de algemene gezichtspunten bij hun ontwerp en uitvoering en op de eigenschappen waarop het aankomt.

De algemene bouw van de klassieke fotomultiplicator

We noemden reeds de verschijnselen waarop de fotomultiplicator berust: de foto-emissie en de secundaire emissie van elektronen.

De foto-emissie is bij elk materiaal het resultaat van drie opeenvolgende processen:

1) Absorptie van een invallend foton door overdracht van zijn energie $h\nu$ aan een elektron. Ieder materiaal is gekenmerkt door zijn foto-elektrische uittreepotentiaal Φ_{ph}, d.i. het energieverschil tussen het vacuüm en het hoogste energieniveau vanwaar de foto-elektronen afkomstig kunnen zijn. Opdat het geëxciteerde elektron het materiaal kan verlaten, moet voldaan zijn aan de betrekking van Einstein:

$$h\nu \geqq e\Phi_{ph}.$$

2) Diffusie van het elektron naar het oppervlak, waarbij het energie verliest door botsingen. De resterende energie bij het bereiken van het oppervlak zal groter zijn naarmate de absorptie van het materiaal voor laagenergetische elektronen geringer is en naarmate het elektron dichter bij het oppervlak geëxciteerd is.

3) Het passeren van het oppervlak. De golfmechanica leert dat de kans hierop niet gelijk 1 is zodra de energie van het elektron de uittree-arbeid overschrijdt, maar pas bij een minstens dubbel zo grote energie de waarde 1 nadert.

[1] Zie b.v.: G. A. Morton, The scintillation counter, Adv. in Electronics **4**, 69-107, 1952. J. B. Birks, The theory and practice of scintillation counting, Pergamon Press, Londen 1964. R. Champeix, H. Dormont en E. Morilleau, Een fotomultiplicatorbuis voor scintillatietellingen, Philips techn. T. **16**, 270-277, 1954.

[2] E. Morilleau, Production industrielle des photomultiplicateurs (technologie et mesures de contrôle), Acta electronica **5**, 39-51, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Aangezien de praktisch toegepaste materialen vrijwel altijd halfgeleiders zijn, wijzen we hier op een belangrijk verschil tussen de foto-emissie van deze stoffen en die van metalen (*fig. 3*). In het geval van *metalen* is de geleidingsband ten dele gevuld, nl. tot het Fermi-niveau; dit niveau is dus bezet, d.w.z. er kunnen van hier uit, bij excitatie door fotonen met de nodige energie, elektronen naar het vacuüm worden geëmitteerd. Daar dit tevens het hoogste niveau is van waar uit thermische emissie van elektronen kan plaatsvinden, is de foto-elektrische uittreepotentiaal Φ_{ph} hier identiek met de thermische uittreepotentiaal Φ_{th}.

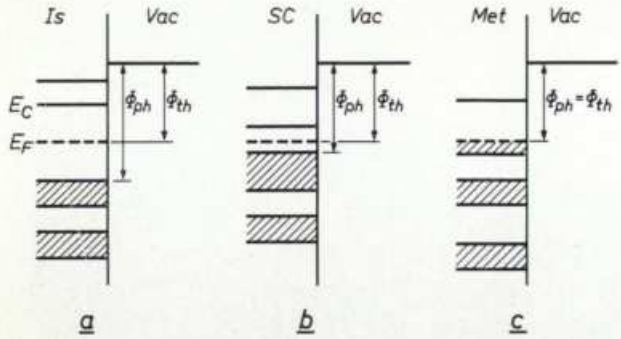


Fig. 3. Bandenschema voor een isolator (*Is*), een intrinsieke halfgeleider (*SC*) en een metaal (*Met*), alle met dezelfde thermische uittreepotentiaal Φ_{th}, maar met verschillende foto-elektrische uittreepotentiaal Φ_{ph}. De bezette energiebanden zijn gearceerd.

Bij een *halfgeleider* ligt het Fermi-niveau, zoals bekend, in de verboden band (bij een intrinsieke halfgeleider in het midden hiervan). De uittree-arbeid voor de thermische emissie wordt ook hier door dit niveau bepaald, want dit is het gemiddelde niveau vanwaar de thermisch geëmitteerde elektronen vertrekken (er bestaat evenwicht tussen de bezetting van de bovenste niveaus van de valentieband en de onderste niveaus van de geleidingsband). De bezetting van de geleidingsband is echter in het algemeen veel te gering om tot een merkbare foto-emissie aanleiding te geven; foto-elektronen kunnen dus slechts uit de bovenste niveaus van de valentieband worden uitgezonden. Hieruit volgt dat bij de halfgeleiders de uittreepotentiaal Φ_{ph} altijd groter is dan de thermische uittreepotentiaal Φ_{th} [3].

Wegens de twee laatstgenoemde processen zal een merkbare foto-emissie slechts optreden bij fotonen waarvan de energie aanzienlijk groter is dan de drempelenergie. De geëmitteerde foto-elektronen zullen derhalve een energie-overschot bezitten, dat zich als kinetische energie manifesteert. In praktische gevallen zal hun beginsnelheid, die statistisch naar grootte en richting varieert, beantwoorden aan een energie tussen 0 en 1 eV.

Aan de vermelde voorwaarden voor emissie wordt zeer goed voldaan door een aantal halfgeleidende verbindingen, die men in een dunne laag (dikte $< 0{,}1$ μm) op een groot oppervlak kan aanbrengen door verdamping van de verschillende bestanddelen in vacuüm. Het zijn echter steeds alkaliverbindingen — althans voor emissie in zichtbaar licht —, meestal verbindingen van cesium met antimoon of zilver en zuurstof, die bij temperaturen boven 150 °C ontleden en door de geringste overmaat zuurstof onbruikbaar worden.

Bij de vervaardiging van deze lagen speelt nog een andere omstandigheid een rol: ze zijn vrijwel steeds „semi-transparant", hetgeen wil zeggen dat het licht binnentreedt aan de zijde tegenovergesteld aan die waar de elektronen uittreden. De dikte van de laag luistert dan zeer nauw, want het licht moet worden geabsorbeerd maar niet te ver van het emitterende oppervlak. Men brengt de semitransparante laag direct op het glas van de buis aan, of nauwkeuriger: op een venster aan het uiteinde van een cilinder (zie fig. 1). Door nu de scintillator waarin het licht wordt opgewekt buiten op het venster aan te brengen, zodanig dat het hele oppervlak ervan wordt bedekt, krijgt men een situatie waarin het licht binnen de grootst mogelijke nuttige hoek wordt opgevangen. Deze opstelling maakt ook de plaatsing van de elektrodes die de elektronen op de ingang van de multiplicator moeten focusseren veel gemakkelijker.

Een elektronenmultiplicator bestaat uit een opeenvolging van trefplaten, de zg. dynodes. Deze dynodes, waarvan het aantal kan uiteenlopen, zenden secundaire elektronen uit als hun oppervlak door (zg. primaire) elektronen van geschikte energie wordt getroffen. Dank zij de geometrie van de dynodes en de aangelegde elektrische (en soms magnetische) velden worden de door iedere dynode uitgezonden elektronen naar de volgende versneld en treffen deze met een energie van 100 tot 500 eV. Men heeft hiervoor reeds lang geleden allerlei configuraties uitgewerkt. Wij hebben voor alle thans vervaardigde fotomultiplicators de configuratie van Rajchman gekozen: dit is een lineaire, zuiver elektrostatisch gefocusseerde, multiplicator (zie fig. 1 en b.v. fig. 14), die van nature de grootste snelheid oplevert en daarom vrij algemeen wordt toegepast.

De wetmatigheden van de secundaire emissie zijn nog ingewikkelder en minder bekend dan die van de foto-emissie. Metalen zijn zeer slechte secundaire emitters; goede emitters zijn sommige isolatoren (MgO, BeO en de alkalihalogenides) en halfgeleiders (en wel juist diegene die ook goede foto-emitters zijn). De isolatoren hebben het voordeel dat de bereiding buiten de buis kan plaatsvinden, want ze zijn weinig gevoelig voor lucht; men moet ze echter in een zeer dunne laag toepassen om ladingsverschijnselen te vermijden. Wij gebruiken tegenwoordig in hoofdzaak Ag-MgO-Cs, dat wordt verkregen door thermische behandeling van een Ag-Mg-legering in een oxiderende atmosfeer met daarop volgende blootstelling aan cesiumdamp en oxidatie. Met dit materiaal krijgt men, bij een primaire elektronenenergie tussen 100 en 300 eV, waarden van de secundaire-emissiecoëfficiënt tussen 3 en 8 (*fig. 4*). De waarden zijn zeer stabiel en hangen weinig af van de sterkte van de primaire stroom (tot b.v. 100 μA/cm² of nog meer), hetgeen van belang is om een behoorlijke lineari-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

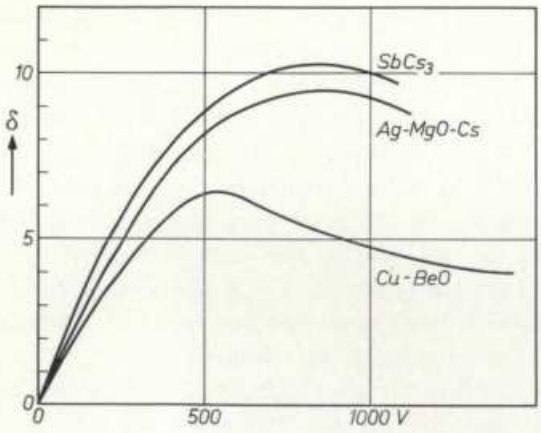


Fig. 4. Secundaire-emissiecoëfficiënt δ als functie van de energie der primaire elektronen, voor verschillende materialen.

teit te waarborgen.

In verhouding tot hun volume hebben de dynodes een vrij klein nuttig oppervlak. Derhalve is tussen de fotokatode en de eerste dynode een focusserend elektrodensysteem nodig, de „ingangsoptiek", die naar gelang van het gewenste resultaat meer of minder ingewikkeld zal zijn. De op de ingangsoptiek aansluitende eerste twee of drie dynodes, die de „koppeling" met de reeks identieke trappen van de multiplicator teweegbrengen, moeten eveneens zeer zorgvuldig worden geconstrueerd, wegens de sterke kromming van de banen tussen de eerste en de tweede dynode.

Ook de secundaire elektronen worden geëmitteerd met statistisch verdeelde beginsnelheden; hun energieën zijn ongeveer 10× zo groot als die van de foto-elektronen. Het focusseren van de secundaire elektronen is daardoor niet eenvoudig, en men moet hier altijd met een zeker verlies rekenen (van de orde van 10%).

De door de laatste dynode uitgezonden elektronen worden opgevangen door de anode. Deze heeft in het algemeen de vorm van een rooster, geplaatst op geringe afstand vóór de laatste dynode, dat de elektronen op weg naar deze dynode passeren.

We willen nog in het kort wijzen op enkele bijzondere problemen waarmee men bij de fabricage van deze elektronenbuizen te maken krijgt. Hierboven is gebleken dat de fotokatode geen hoge temperaturen kan verdragen en niet aan de lucht blootgesteld mag worden. De katode moet derhalve worden vervaardigd in de buis zelf, als deze geëvacueerd en nog op de pomp aangesloten is. Daartoe moet al het nodige binnen de buis worden aangebracht: het te verdampen antimoon alsmede een mengsel van alkalizouten en reducerend metaal, waarmee het alkali „in situ" kan worden bereid. Al deze materialen alsook de dynodes kunnen niet bij zo hoge temperaturen worden ontgast als voor de elektrodes van elektronenbuizen gebruikelijk is. Men moet beneden 400 °C blijven en dan zo lang mogelijk pompen (b.v. 10 uren). De vervaardiging van de katode begint daarna met het koud opdampen van de antimoonlaag (dikte van de orde van 10 nm). Voor een $SbCs_3$-laag wordt vervolgens het cesium in overmaat bereid door reductie van cesiumchromaat. De reactie met het antimoon verloopt pas boven 100 °C voldoende snel; de buis wordt daarom tot ca. 120 °C verhit. Hierbij heeft het cesium een zeer hoge dampdruk, zodat dit op alle oppervlakken in een mono-moleculaire laag neerslaat. Deze laag kan men niet meer verwijderen, want pompen is nu door de aanwezigheid van de katode niet meer mogelijk. (Hierdoor is het ook niet mogelijk alle gassen die bij het bereiden van het cesium vrijkomen te verwijderen, en men kan niet verwachten dat na afsmelten van de pomp, ondanks de aanwezigheid van een gasbinder, de druk in de buis veel lager zal zijn dan 10^{-6} torr.) Het op alle dynodes neergeslagen cesium veroorzaakt een aanzienlijke vermindering van hun uittree-arbeid, hetgeen van essentiële invloed is op de donkerstroom, zoals we hieronder zullen zien. Het niet geabsorbeerde cesium wordt in de vloeibare-luchtval van de pomp opgevangen.

Ter illustratie van de verscheidenheid van problemen waarmee men te maken heeft, nog een opmerking over het glas voor de ballon. Dit moet allerlei eigenschappen in zich verenigen, met name: a) Het mag bij het langdurige en moeilijke proces van het aansmelten van het eindvenster niet ontglazen, noch zwart worden. b) Het mag bij de temperatuur waarbij de katode wordt gemaakt niet aangetast worden door het cesium, wat wel zeer ongewoon is. c) Het moet zo weinig mogelijk kalium bevatten, wegens het steeds aanwezige radioactieve isotoop ^{40}K. Alleen de borosilicaten voldoen min of meer aan deze eisen (hoewel niet ten volle aan (c)), maar de aansmeltingen of doorvoeren moeten dan van wolfraam zijn of van een legering van het type Fe-Ni-Co. De toepassing van deze materialen is moeilijk en kostbaar en vereist een zorgvuldige kwaliteitscontrole, vooral met het oog op de vacuümdichtheid.

Eigenschappen van een fotomultiplicator

We recapituleren nu de belangrijkste grootheden waardoor een fotomultiplicator wordt gekenmerkt.

Gevoeligheid van de fotokatode

De gevoeligheid σ_k van de fotokatode, die nog van de golflengte λ van de invallende straling afhangt, kan men op twee manieren aangeven, nl. òf rechtstreeks in ampères per watt van de invallende straling, òf door het

[3] Over het verschijnsel van de foto-emissie is onlangs een uitvoerig artikel in dit tijdschrift verschenen: J. van Laar en J. J. Scheer, Philips techn. T. **29**, 54-66, 1968 (no. 2). — De energieën $e\Phi_{ph}$ en $e\Phi_{th}$ zijn daar resp. E_d en φ $(= E_d - \delta)$ genoemd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

quantumrendement η_q. Dit is het quotiënt van het aantal geëmitteerde elektronen en het aantal op het buisvenster vallende fotonen ($\eta_q < 1$). Tussen de grootheden η_q en σ_k bestaat de betrekking:

$$\eta_q = \sigma_k \frac{hc}{e}, \qquad \ldots\ldots (1)$$

waarin h de constante van Planck is, c de lichtsnelheid in vacuüm en e de lading van het elektron.

Gemakshalve heeft men een ander gevoeligheidsbegrip ingevoerd, dat globaal de foto-elektrische eigenschappen van de laag beschrijft, nl. de gevoeligheid voor het witte licht van een gloeilamp waarvan de wolfraamdraad een kleurtemperatuur van 2850 °K heeft. Deze gevoeligheid wordt gewoonlijk in μA/lm uitgedrukt.

De hoogste quantumrendementen heeft men bereikt bij golflengten van de orde van 0,4 μm; ze bedragen bijna 30%, hetgeen overeenkomt met ca. 100 mA/W. *Fig. 5* geeft de spectrale verdelingskromme van de gevoeligheid die men bij verschillende soorten lagen heeft gevonden. Iedere laag heeft een karakteristieke foto-elektrische grensgolflengte. De laag S 11 is zeer geschikt voor het blauwe licht dat door de scintillators wordt uitgezonden; daar deze laag bovendien het gemakkelijkst te vervaardigen en het minst kostbaar is, wordt hij verreweg het meest gebruikt. Zijn globale gevoeligheid kan 60 μA/lm bedragen. Men houde echter in het oog dat de waarde hiervan — zoals iedere halfgeleidereigenschap — van buis tot buis sterk kan verschillen: bij de S 11 mag de gevoeligheid meer dan een factor 2 variëren (nl. van 40 tot 90 μA/lm). Voorts is de gevoeligheid nooit in alle punten van een fotokatode geheel gelijk; men kan de verhouding $\sigma_{min}/\sigma_{max}$ als maat voor de homogeniteit van de gevoeligheid gebruiken [4] (bij meting met wit dan wel met monochromatisch licht; in het laatste geval kan $\sigma_{min}/\sigma_{max}$ nog afhangen van λ). Gewoonlijk beschouwt men echter de over het hele oppervlak gemiddelde gevoeligheid.

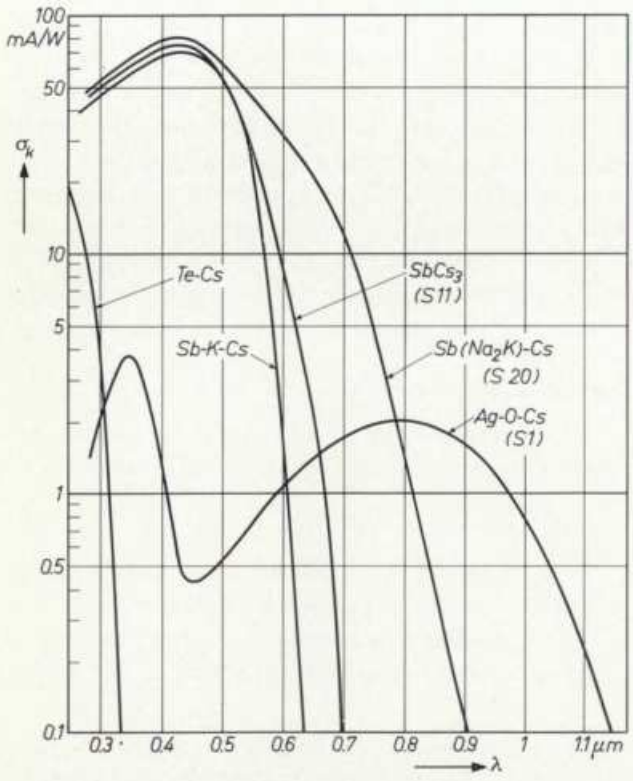


Fig. 5. Spectrale verdeling van de gevoeligheid σ_k van de gebruikelijke fotokatodes.

De verschillende genoemde grootheden hangen ook nog enigszins af van de temperatuur [5].

Versterkingsfactor; opvangrendement

De versterkingsfactor is gedefinieerd als de verhouding van de anodestroom tot de fotokatodestroom. Hij bedraagt:

$$G = \eta_c \delta^n, \qquad \ldots\ldots (2)$$

waarin η_c het opvangrendement van de ingangsoptiek is, en δ de gemiddelde secundaire-emissiecoëfficiënt van de n dynodes. Men kan ook de versterkingsfactor van de multiplicator zelf invoeren, deze is δ^n.

Het opvangrendement hangt in het algemeen af van het punt van de katode dat wordt verlicht, en ook van λ, wegens de invloed van de beginsnelheid der fotoelektronen.

Men voert soms ook de anodegevoeligheid σ_a in, deze is het produkt van G en de gevoeligheid σ_k (voor wit of monochromatisch licht).

Het verband tussen de secundaire-emissiecoëfficiënt en de primaire elektronenenergie is bij de gebruikelijke waarden van 100-200 eV ongeveer lineair. De versterkingsfactor varieert derhalve met de voedingsspanning V van de buis ongeveer als V^n (*fig. 6*). Dit maakt het nodig de voedingsspanning goed te stabiliseren. De versterkingsfactor kan waarden tot 10^9 bereiken.

De versterkingsfactor varieert een weinig met de temperatuur [5] (enige tienden % per graad), maar hij kan vooral afhangen van de gemiddelde afgegeven stroom [6]. Naar gelang van de buis kunnen er reversibele veranderingen (in positieve of negatieve zin) van enige procenten optreden als de anodestroom van 0 tot 100 μA toeneemt. Stromen van meer dan 1 mA hebben in het algemeen een voortschrijdende irreversibele daling van de versterking tot gevolg.

Donkerstroom

De donkerstroom is de stroom I_0 die aan de anode optreedt als er geen licht op de fotokatode valt. Deze stroom is meestal te wijten aan elektronen die door de katode worden uitgezonden, hetzij door thermische emissie, hetzij als gevolg van luminescentieverschijnse-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

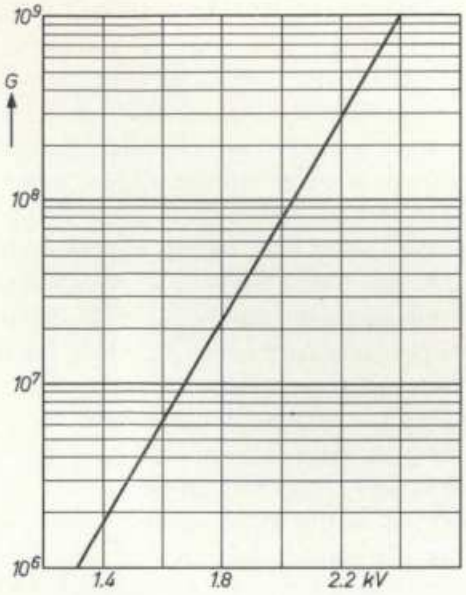


Fig. 6. Versterkingsfactor G van een multiplicator met 14 dynodes van Ag-MgO-Cs, als functie van de hoogspanning.

len die ergens in de buis optreden. Men kan derhalve beter de verhouding I_0/G beschouwen, daar deze minder met de hoogspanning varieert dan I_0.

Amplitudefluctuaties

Beschouwen we het geheel van de fotomultiplicator en de elektronische schakeling die de gedetecteerde informatie moet verwerken, dan kunnen we hieraan een bepaald scheidend vermogen τ in de tijd toekennen. Stel dat in een tijd τ door de katode N foto-elektronen worden uitgezonden. Dit aantal zal een fluctuatie vertonen. De standaarddeviatie van de kansverdeling is $\sqrt{N}$ en de breedte van de verdelingskromme op halve hoogte is 2,36 $\sqrt{N}$ (bij aanname van een Gauss-verdeling). Het aantal secundaire elektronen van de eerste dynode, waarvan de secundaire-emissiecoëfficiënt δ_1 bedraagt, zal eveneens fluctueren, maar de relatieve fluctuatie is een factor $\sqrt{\delta_1}$ kleiner.

Dit verschijnsel kan zich op verschillende manieren manifesteren:

a) Stel, men onderzoekt de impulsamplitude V, b.v. opgewekt door scintillaties, en men wil als functie van V de kans bepalen dat de amplitude tussen V en $V + \mathrm{d}V$ ligt. Men kan dan een scheidend vermogen $R = \Delta V/V_{\text{piek}}$ definiëren, waarbij ΔV de breedte op halve tophoogte van de kansverdeling en V_{piek} de meest waarschijnlijke amplitude is. R zal in eerste benadering ca. $2{,}36/\sqrt{N}$ zijn, als N het gemiddelde aantal foto-elektronen per scintillatie is.

b) Stel, men onderzoekt de amplitude van impulsen opgewekt door afzonderlijke fotonen die met zo grote gemiddelde tussenpozen aankomen dat de impulsen alle in de tijd gescheiden zijn. De speciale verdelingskromme van de amplitudes die men dan krijgt noemt men het *één-elektron-spectrum*. In deze kromme komen de fluctuaties van de secundaire emissie van de eerste dynodes tot uitdrukking, zijn breedte is van de orde van grootte $\sqrt{\delta_1}$ en hij is karakteristiek voor de fotomultiplicator zelf.

Uit de gemiddelde amplitude, d.i. diegene die hoort bij het zwaartepunt van dit spectrum, kan men de „gemiddelde versterkingsfactor" δ^n van de multiplicator berekenen (zie formule 2).

c) Onderzoekt men de amplitude van de impulsen die optreden zonder belichting, dan krijgt men het zg. *donkerimpuls-spectrum*. Kwamen alle impulsen van de katode, dan zou dit identiek zijn met het één-elektron-spectrum. Dit is nooit het geval en het donkerimpuls-spectrum geeft waardevolle inlichtingen bij het onderzoek van de donkerstroom.

d) Meet men licht dat in amplitude is gemoduleerd, dan is het signaal behept met de bekende Schottky-ruis:

$$\overline{\Delta I_{\text{k}}} = \sqrt{2\, e\, I_{\text{k}}\, \Delta f} \text{ aan de katode} \quad . \; . \quad (3a)$$

en $$\overline{\Delta I_{\text{a}}} = G\sqrt{2\, e\, I_{\text{k}}\, \Delta f\, p} \text{ aan de anode.} \quad (3b)$$

Hierbij is Δf de bandbreedte van het systeem, en de factor p, die iets groter is dan 1, komt van de fluctuatie van de secundaire emissie. De Schottky-ruis neemt met de wortel uit het signaal toe. Hij hangt niet van de frequentie af: men spreekt dan van witte ruis.

Looptijden; snelheid

Met betrekking tot de snelheid van de fotomultiplicators heeft men verschillende grootheden gedefinieerd:

a) De stootresponsie.

Valt een oneindig korte lichtflits op de katode, dan is de vorm van de verkregen elektrische impuls een criterium voor de snelheid van de fotomultiplicator. Deze vorm hangt in het algemeen zeer sterk van het buistype af en lijkt maar zelden op een Gauss-kromme. Hij kan ook na-impulsen omvatten. Men kan de snelheid aangeven door de breedte op halve tophoogte van de impuls en door de stijgtijd.

b) De gemiddelde looptijd.

We geven weer een oneindig korte lichtflits: er zal een zekere tijd verstrijken tussen de lichtflits en de aankomst van de bijbehorende elektronenlawine aan de anode; als aankomsttijd kan men b.v. die van het „zwaartepunt" van de impuls nemen (of het

[4] G. Piétri en C. Arvin, J. Phys. Radium **19**, Suppl., 154A-159A, 1958.
[5] G. Laustriat en A. Coche, J. Phys. Radium **19**, 927-929, 1958, en **20**, 719-720, 1959. A. T. Young, Appl. Optics **2**, 51-60, 1963.
[6] I. Cantarell, IEEE Trans. on nuclear science **NS-11**, no. 3, 152-159, 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

punt op halve hoogte van het arriverende golffront). De verstreken tijd zal van geval tot geval fluctueren, zijn gemiddelde waarde definieert men als de gemiddelde looptijd; deze bedraagt gewoonlijk minder dan 5×10^{-8} s. Hij varieert met de spanning V als $1/\sqrt{V}$.

c) Fluctuaties van de looptijd.

Het tijdstip van optreden van de anode-impuls (gedefinieerd als boven beschreven) varieert dus van geval tot geval, met een zekere kansverdeling. Is elke impuls van een enkel foto-elektron afkomstig, dan levert de breedte op halve tophoogte van die verdeling een goed criterium (beter dan de „snelheid") voor de geschiktheid van de fotomultiplicator om zeer nauwkeurig korte tijden te meten, met name de looptijden van deeltjes.

Omvatten de impulsen N foto-elektronen, dan nemen de fluctuaties met toenemende N af.

d) De frequentieresponsie.

Bij detectie van een lichtstroom die met een frequentie f in amplitude is gemoduleerd, wordt het uitgangssignaal van de fotomultiplicator kleiner naarmate f toeneemt. Men definieert een 3-dB-(of 6-dB-)bandbreedte, overeenkomstig een daling van het uitgangssignaal met een factor $\sqrt{2}$ (resp. 2). De onderste grens van de doorgelaten frequentieband is natuurlijk $f = 0$, aangezien de fotomultiplicator ook een gelijkstroom kan versterken.

Lineariteit

Bij verlichting met een constante lichtstroom Φ is I_a in eerste instantie (tot ca. 100 μA) hiermee evenredig, $I_a = k\Phi$. Bij korte impulsen mag I_a echter zonder schade aanzienlijk groter worden dan 100 μA. Vanaf een zekere waarde neemt de stroom I_a minder snel dan Φ toe, als gevolg van het bovenvermelde gedrag van de versterkingsfactor. Als grens van het lineariteitsgebied definieert men nu die waarde van I_a waarbij de kromme $I_a = f(\Phi)$, uitgezet in dB, met 1 dB beneden de rechte lijn $k\Phi$ is gezakt.

Verbetering van de eigenschappen van fotomultiplicators

We zullen nu een aantal onderzoekingen de revue laten passeren die in de laatste jaren in ons laboratorium zijn gedaan om de verschijnselen die zich in fotomultiplicators afspelen beter te begrijpen en om de eigenschappen hiervan te verbeteren of bij speciale doeleinden aan te passen.

De fotokatode

We hebben reeds vermeld (en komen er nog op terug) dat de fluctuatieverschijnselen nauw samenhangen met het aantal foto-elektronen dat de katode uitzendt. Elke verbetering in dit opzicht stoelt dus op een verbetering van de gevoeligheid van de katode. Bij de katode S 11 ($SbCs_3$), die reeds meer dan 30 jaar bekend is, heeft men de laatste 10 jaar de gevoeligheid meer dan verdubbeld, zodat deze een waarde van 100 μA/lumen nadert [7]. Dit is te danken aan een beter vacuüm door het gebruik van moderne diffusiepompen, aan betere bestrijding van verontreinigingen in de vensters en verdere materialen in de buis, en aan grotere chemische zuiverheid van de stoffen die voor de bereiding van de katodes worden gebruikt. Van belang is ook de gunstige invloed die het neerslaan van een onderlaag van MnO_2 op het venster blijkt te hebben.

De katode S 1 (Ag-O-Cs) is eveneens reeds lang bekend; het is de enige met een redelijke gevoeligheid in het infrarood (1,2 μm), maar zijn quantumrendement blijft in het hele bruikbare golflengtegebied gering (0,1 à 1%). De katode S 20 ($Sb(Na_2K)$-Cs) levert tegenwoordig tussen 0,5 en 0,8 μm de hoogste rendementen: met wit licht krijgt men hier tot 250 μA/lumen. Helaas is de nauwkeurige dosering van de vier componenten op het gehele katodeoppervlak zo moeilijk dat buizen met deze katode driemaal zo duur worden als gelijkwaardige buizen met een katode S 11. De moeilijkheid is vooral te wijten aan de focusseerelektrodes van de ingangsoptiek, die de alkali-atomen bij hun reis naar de katode in de weg staan.

In fotomultiplicators voor het tellen van scintillaties zal de S 11 wellicht, althans in zekere gevallen, worden verdrongen door een nieuwe, thans in ontwikkeling zijnde katode, met de samenstelling Sb-K-Cs, waarvan het quantumrendement bij 0,4 μm meer dan 25% kan bedragen.

Talrijke onderzoekingen zijn en worden nog steeds gewijd aan de uitbreiding van het gevoeligheidsgebied van de fotomultiplicators naar het *ultraviolet*. Een grens wordt hier gesteld door de vereiste doorzichtigheid van het venster (*fig. 7*). Borosilicaatglazen zijn bij geringe dikte doorzichtig tot 0,3 μm. Om verder te komen, neemt men kwarts (tot 0,16 μm), saffier (0,15 μm), CaF_2 (0,12 μm) of LiF (0,105 μm). Zowel wegens de hoge prijs als om technologische redenen is het in het algemeen onmogelijk de buizen geheel van

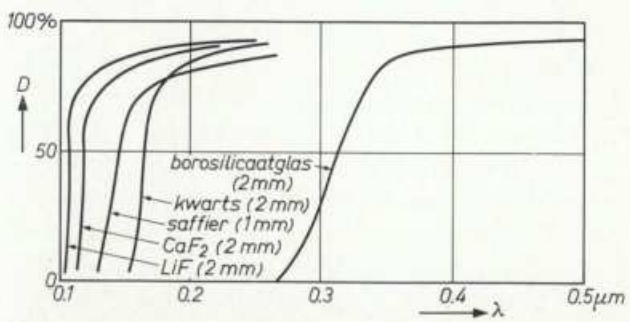


Fig. 7. Optische doorlating D van verschillende voor fotomultiplicators te gebruiken vensters, als functie van de golflengte.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze materialen te maken, men gebruikt ze slechts voor het venster. Aangezien deze materialen echter in thermische uitzetting sterk afwijken van de toegepaste glassoorten, heeft men ingewikkelde aansmelttechnieken moeten ontwikkelen, waarbij voor elk geval een aantal materialen met tussengelegen uitzettingscoëfficiënten worden toegepast.

Alle in het zichtbare gebied gevoelige katodes hebben goede quantumrendementen in het hele ultraviolet [8] en kunnen hier dus worden gebruikt. Een nieuwe katode echter, de katode Te-Cs, onderscheidt zich juist door zijn selectiviteit: hij bereikt een quantumrendement van 10% bij 0,25 μm, doch is vrijwel ongevoelig bij golflengten boven 0,32 μm, d.w.z. juist voor dat gedeelte van de zonnestraling dat door de atmosfeer wordt doorgelaten (hij is „solar blind"). Deze fotokatode is derhalve bijzonder nuttig voor stralingsmetingen buiten dat golflengtegebied.

Voor golflengten beneden 0,105 μm heeft men geen enkel doorzichtig venster meer ter beschikking (overigens is de lucht reeds vanaf 0,18 μm ondoorzichtig). Hiervoor hebben wij zg. vensterloze fotomultiplicators ontwikkeld, waarvan de (niet meer semitransparante) katode eenvoudig bestaat uit een metaal, b.v. nikkel, of een isolerend materiaal (BeO, KCl, enz.) [9]. Tussen deze katode en de stralingsbron mag zich geen enkel materieel obstakel bevinden.

Donkerstroom

De donkerstroom beperkt de mogelijkheid om steeds zwakkere lichtstromen te detecteren; voor de kwaliteit van de buis is dit dus een bijzonder belangrijke factor. Ter illustratie zij vermeld dat de donkerstroom van een fotomultiplicator met een normale katode S 11 equivalent is met een lichtstroom van de orde van 10^{-11} lm.

Bij het onderzoek naar de oorzaken van de donkerstroom wordt met veel succes gebruik gemaakt van metingen van de amplitudeverdeling der donkerstroomimpulsen met een meerkanaals-analysator (kick-sorter) [10] [11]. Hun amplitude hangt namelijk af van de plaats waar het elektron (of de elektronen) dat de lawine veroorzaakt wordt uitgezonden: dit kan zowel op de katode gebeuren als op de focusseerelektrodes en de dynodes. Door de fluctuaties in de amplitude wordt echter de interpretatie bemoeilijkt.

De meest voor de hand liggende oorzaak van de donkerstroom is de thermische emissie van de katode, wegens de lage uittreepotentiaal Φ_{th} van de toegepaste lagen. (Men realisere zich dat bij de materialen die ons interesseren Φ_{th} kleiner is dan Φ_{ph}; zie blz. 278). Voor de thermische emissie geldt de formule:

$$I_{th} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{th}}{kT}\right).$$

Wegens dit verband tussen donkerstroom en temperatuur zou het mogelijk moeten zijn deze stroom eenvoudig door koeling in de gewenste mate te verminderen. Meet men echter het aantal N parasitaire elektronen dat per tijdseenheid wordt uitgezonden, en tekent men de krommen $\log N = f(1/T)$, dan vindt men dat dit niet opgaat (zie *fig. 8*): terwijl bij zeer hoge temperaturen de helling inderdaad gewoonlijk beantwoordt aan een uittreepotentiaal die bijna gelijk is aan Φ_{th}, vindt men bij normale of zeer lage temperaturen altijd een veel geringere helling. Onder normale omstandigheden is dus de door extrapolatie uit het sterk hellende gedeelte van de kromme berekende thermische emissie altijd veel kleiner dan de totale donkerstroom; hij blijkt er in feite slechts een fractie van te leveren. Ook consta-

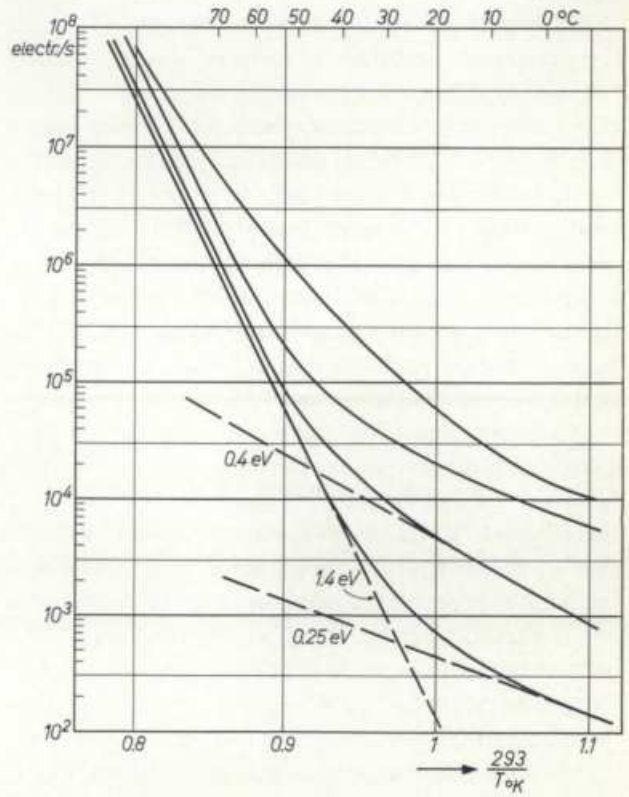


Fig. 8. Donkerstroom (aantal elektronen per seconde) als functie van de temperatuur T, voor verschillende fotomultiplicators. De helling bij lage temperatuur beantwoordt aan een veel kleinere uittree-arbeid (aangegeven in elektronvolt) dan bij hogere temperatuur.

[7] V. A. Stanley, IEEE Trans. **NS-13**, no. 3, 63-71, 1966.
[8] L. Dunkelman, Ultraviolet photodetectors, J. quant. Spectr. rad. Transfer **2**, 533-544, 1962.
[9] M. Brunet, C. Jehanno, C. Julliot en A. Tarrius, Photomultiplicateurs sans fenêtre — étude, réalisation, Onde électr. **42**, 746-753, 1962.
[10] G. Piétri, Present state of research and new developments at the Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.) in the field of photomultiplier tubes, IEEE Trans. **NS-11**, no. 3, 76-92, 1964.
[11] M. Duquesne, I. Tatischeff en N. Recouvreur, Nucl. Instr. Meth. **41**, 13-29, 1966. E. Morilleau en R. Petit (Brive), Photomultiplicateur rapide à faible bruit de fond, Onde électr. **46**, 111-119, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

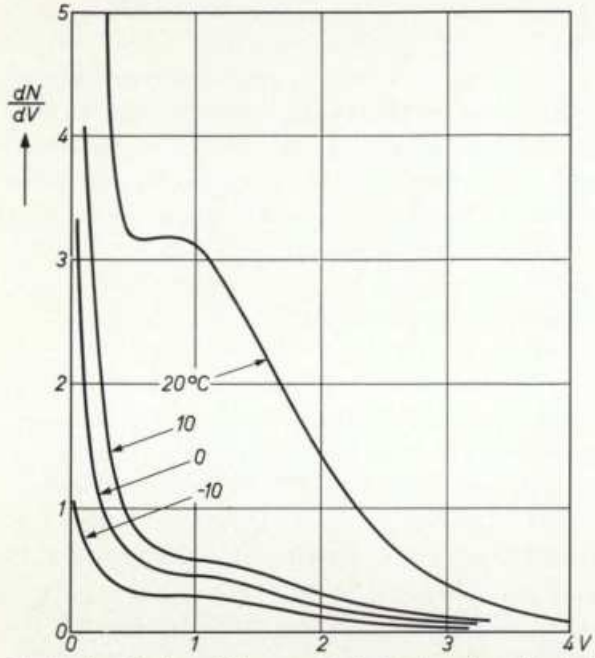


Fig. 9. Amplitudeverdeling van de donkerimpulsen (donkerimpuls-spectrum) van een fotomultiplicator, bij verschillende temperaturen. De waarschijnlijkheidsdichtheid dN/dV is in willekeurige eenheden uitgezet als functie van de amplitude V. (De amplitudes zijn omgerekend op de gemiddelde amplitude van de impulsen voor afzonderlijke foto-elektronen, die men door opname van het één-elektron-spectrum bepaalt, zie blz. 281.)

teert men dat het donkerimpuls-spectrum met de temperatuur van vorm verandert (*fig. 9*): het relatieve aantal impulsen met amplitudes die beantwoorden aan een emissie van de katode neemt met dalende temperatuur af. Verlaagt men de temperatuur zover dat de thermische emissie verwaarloosbaar klein is en maakt men dan de katode los, zodat de emissie hiervan geheel wordt uitgeschakeld, dan ziet men soms het aantal impulsen in het desbetreffende amplitudegebied nog verder dalen. Hieruit kan men opmaken dat men te maken had met foto-elektronen, veroorzaakt door luminescenties binnen de buis. Inderdaad ziet men het aantal van deze impulsen vaak snel toenemen bij opvoeren van de hoogspanning.

Om deze donkerstroombijdrage te beperken, is er in de eerste plaats naar gestreefd de gewenste versterkingsfactoren met een zo klein mogelijke hoogspanning te verkrijgen — d.w.z. de secundaire emissie te verbeteren —, en het aantal dynodes zo gunstig mogelijk te kiezen. Voor versterkingsfactoren van 10^8 is het gunstigste aantal 14; de spanningen tussen de dynodes zijn dan van de orde van 130 à 140 V.

Deze keuze benadeelt echter de snelheid, zoals we hieronder zullen zien. Er moest dus naar andere remedies worden gezocht, en men moest de oorzaak van de genoemde luminescenties opsporen. We zullen slechts enkele resultaten van deze onderzoekingen vermelden.

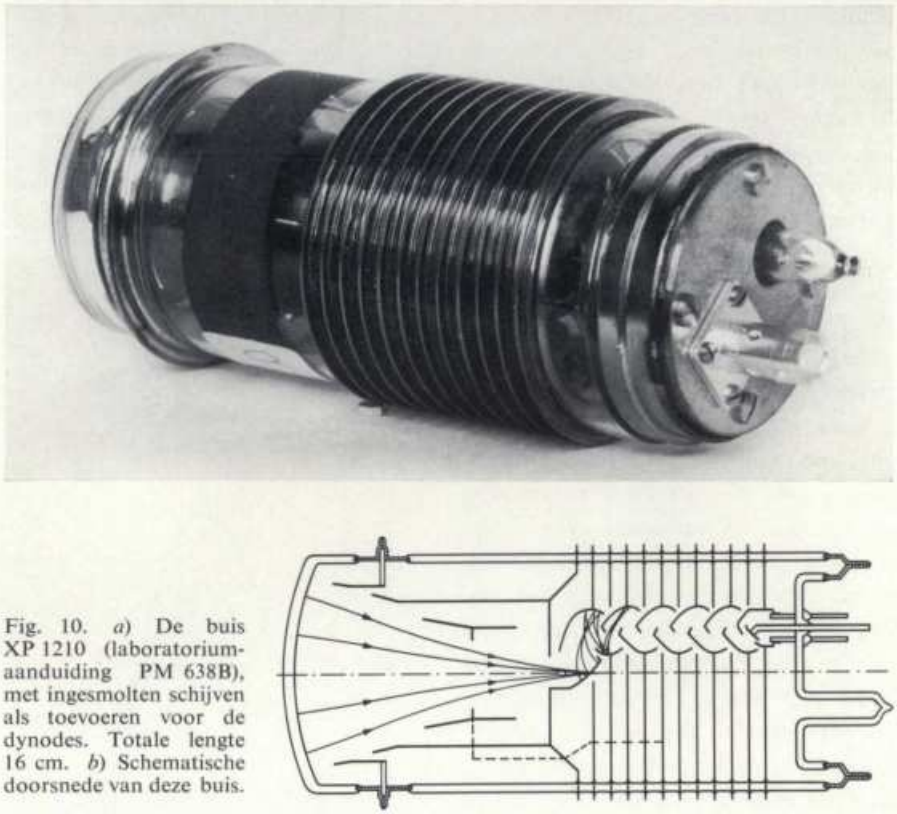
Het is haast onvermijdelijk dat de elektrodes en hun toevoerpennen oneffenheden vertonen. Slaat er cesium op deze oneffenheden neer, dan wordt hier, evenals elders, de uittreepotentiaal verlaagd en er wordt een koude emissie in de hand gewerkt. Bovendien schijnt het materiaal Ag-MgO-Cs — een zeer fijnkorrelige isolator — van nature een sterke neiging tot koude emissie te bezitten. De aldus geëmitteerde elektronen worden door de elektrische velden, die in de hele buis aanwezig zijn, versneld en botsen hetzij op isolerende oppervlakken (nl. de steunplaatjes van mica of keramiek, het glazen omhulsel, of het binnen- of buitenoppervlak van de met MgO bedekte dynodes), hetzij op metaaloppervlakken. In het eerste geval wekken ze scintillaties op, in het tweede geval zachte röntgenstralen, die een aanzienlijke foto-emissie kunnen veroorzaken. Al deze stralingen exciteren hetzij de katode, hetzij de dynodes (vooral de eerste twee of drie). Men realisere zich dat deze verschijnselen een zeer hoog „rendement" hebben. Als alle fotonen de kans kregen rechtstreeks de katode te bereiken, zou de foto-emissie tot 10% van de koude emissie kunnen bedragen.

We noemen nu enkele van de toegepaste remedies. Om te voorkomen dat elektronen de wand van de ballon bereiken, is het in principe voldoende deze wand op de meest negatieve in de buis voorkomende potentiaal, d.i. die van de katode, te brengen. Sommige buizen worden hiertoe aan de buitenkant van een geleidende colloïdale koollaag voorzien, die op katodepotentiaal wordt gebracht. (Overigens heeft men gevonden dat de zwakste en minst variërende donkerstromen vaak worden verkregen indien men de buis voedt met de katode aan aarde.) Wat de luminescenties betreft, deze treden vaak nabij de buisvoet op, waar de voedingspunten voor alle potentialen dicht bijeen zijn, en ook op de dynodes, waartussen op sommige plaatsen sterke velden aanwezig zijn. Om deze fotonen te beletten naar de katode te gaan, brengt men schermen aan, of men laat de elektrodes van de ingangsoptiek als zodanig fungeren; voorts past men voor de isolatie van de dynodes en van de verschillende elektrodes zwart glas toe [10]. Alle metalen onderdelen worden zorgvuldig gepolijst en men geeft ze zodanige vormen dat grote veldsterkten aan randen (b.v. van de dynodes) worden vermeden. Men neemt verschillende voorzorgen ter beperking van de hoeveelheid alkali die tijdens de activering van de katode op de oppervlakken neerslaat. Met de glasleveranciers wordt gezocht naar mogelijkheden om het percentage kalium dat in de gebruikte glazen aanwezig is te verminderen. De thermische emissie zelf heeft men kunnen verminderen dank zij de ontwikkeling van de katode Sb-K-Cs, die een grotere uittree-arbeid bezit. Het totale effect van al deze maatregelen is dat men tegenwoordig bij sommige buisexemplaren zeer wel donkerstromen kan aantreffen van minder dan 1000 elektronen per seconde (bij de katode).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een op zichzelf staande oplossing berust op de techniek van de schijftoevoeren, toegepast b.v. bij de PM 638B, die we hieronder zullen bespreken (*fig. 10*). Hierbij is elke dynode door een schijf, die bijna de hele doorsnede van de buis beslaat, verbonden met een in het omhulsel ingesmolten metalen ring. Op deze wijze krijgt men een onderverdeling van de buis door een groot aantal schermen, en tevens een regelmatige verdeling van de potentiaal langs de buis. Hierdoor kan men tussen de dynodes spanningen van de orde van 300 V toepassen zonder dat de donkerstroom al te sterk



a

b

Fig. 10. *a*) De buis XP 1210 (laboratoriumaanduiding PM 638B), met ingesmolten schijven als toevoeren voor de dynodes. Totale lengte 16 cm. *b*) Schematische doorsnede van deze buis.

wordt. De uitvoering is echter nogal kostbaar, zodat ze slechts voor speciale gevallen (waar het om bijzonder hoge snelheid gaat) in aanmerking komt.

Tot besluit van dit hoofdstuk nog enkele woorden over de restdruk. Op zichzelf kunnen de atomen van het restgas geen enkel elektron vrijmaken. Beneden 10^{-4} torr is de vrije weglengte van de elektronen zo groot dat het multiplicatieproces door het restgas niet wordt gestoord. Bij grote versterkingsfactor echter produceren de zeer talrijke elektronen in de laatste trappen ionen die naar de katode kunnen gaan en daar secundaire elektronen opwekken, of die recombineren onder uitzending van licht. Op deze wijze ontstaat een terugkoppeling tussen uitgang en ingang, die tot instabiliteit zou kunnen leiden. In werkelijkheid is met de genoemde verschijnselen een zekere tijd gemoeid, zodat zij zich openbaren in de vorm van na-impulsen; de vertraging hiervan is ongeveer gelijk aan de looptijd in de fotomultiplicator als de terugkoppeling langs optische weg gebeurt, maar aanzienlijk langer (verscheidene microseconden) indien de terugkoppeling te wijten is aan ionen die naar de katode gaan. In het extreme geval kan men de na-impulsen als donkerimpulsen beschouwen, aangezien ze optreden als er geen licht meer is. Deze interpretatie ligt nog meer voor de hand indien men te maken heeft met metastabiele aangeslagen atomen: deze zijn weliswaar veel minder in aantal dan de ionen, maar ze kunnen zich veel vrijer verplaatsen, daar ze niet door de elektrodes in de buis worden aangetrokken, en ze kunnen derhalve nog enkele minuten na het einde van een sterke belichting secundaire elektronen uit de katode vrijmaken!

Bij de normaal toegepaste versterkingsfactoren (10^8) doen zich zulke verschijnselen in de tegenwoordig vervaardigde fotomultiplicators gelukkig maar zelden voor.

Amplitudefluctuaties

Ook zonder uitvoerige theoretische beschouwingen [12] is direct in te zien dat de amplitudefluctuaties afkomstig zijn van die trappen waar het aantal elek-

[12] E. Breitenberger, Scintillation spectrometer statistics, Progr. nucl. Phys. **4**, 56-94, 1955. G. Piétri, Les photomultiplicateurs, instruments de physique expérimentale, Acta electronica **5**, 7-30, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tronen dat de informatie draagt het kleinst is, d.w.z. in volgorde van belangrijkheid: fotokatode K, eerste, tweede en derde dynode $S_{1,2,3}$. De bijdrage van de volgende trappen kan worden verwaarloosd. Men streeft dus naar een zo gevoelig mogelijke katode en naar een zo hoog mogelijke secundaire-emissiecoëfficiënt, vooral van de eerste dynode. Aan de tweede wens wordt in het algemeen voldaan door tussen K en S_1 een 2 à 3× zo grote spanning aan te leggen als tussen de volgende trappen; men krijgt dan een waarde van δ die groter dan 8 zijn kan. Voorts zal men naar een goed opvangrendement streven [13]. Een andere even belangrijke factor echter is de uniformiteit van het opvangrendement van de katode naar S_1, van S_1 naar S_2, enz. over hun gehele oppervlak. We willen dit met een voorbeeld illustreren.

Stel dat de katode in twee gelijke helften is verdeeld waarvan de gevoeligheden tot elkaar staan als 2 : 1 (wat op hetzelfde neerkomt als een even grote niet-uniformiteit van het opvangrendement katode → S_1). Stel verder dat vlak bij de katode scintillaties optreden (die dus telkens slechts een klein oppervlakje verlichten) waarbij gemiddeld $n = 30$ elektronen uit de gevoeligste helft worden vrijgemaakt en $n = 15$ uit de andere, met een kans ½ voor ieder van de helften. De resulterende kansverdeling $P(n)$ zal de som zijn van twee verdelingen rondom 30 en rondom 15, met een breedte op halve tophoogte van resp. $2{,}36\sqrt{30} = 13$ en $2{,}36\sqrt{15} = 9$. Was de gevoeligheid van de katode overal dezelfde en gelijk aan het gemiddelde van de genoemde waarden voor de twee helften, dan zou men een enkele verdeling krijgen ter breedte $2{,}36\sqrt{22{,}5} = 11$ (*fig. 11*). Precies hetzelfde heeft men bij de eerste dynode, wanneer het opvangrendement $S_1 \rightarrow S_2$ niet constant is voor het hele oppervlak van S_1 waarop de door de katode uitgezonden elektronen kunnen arriveren. De afmetingen van dit oppervlak (bij normale buizen enkele mm) hangen af van de focussering door de ingangsoptiek en van de transversale beginsnelheden van de foto-elektronen (*fig. 12a, b*). De invloed van een niet-uniform opvangrendement zal met name merkbaar worden in het één-elektron-spectrum, daar hierin juist de fluctuaties van de secundaire emissie tot uiting komen [13]. *Fig. 13* laat zien hoe een opzettelijke verstoring van de focussering in de buis 56 AVP, teweeggebracht door ontregeling van de potentialen van de ingangsoptiek, het één-elektron-spectrum beïnvloedt. De invloed van de golflengte van het licht (die in het geding komt doordat de beginsnelheden hiervan afhangen) wordt weergegeven door een reeks analoge krommen.

De verbetering van het opvangrendement, naar grootte en uniformiteit, is een kwestie van elektronenballistiek; men past hierbij de elektrolyt-tank toe, waarmee men stap voor stap de gewenste veranderingen in

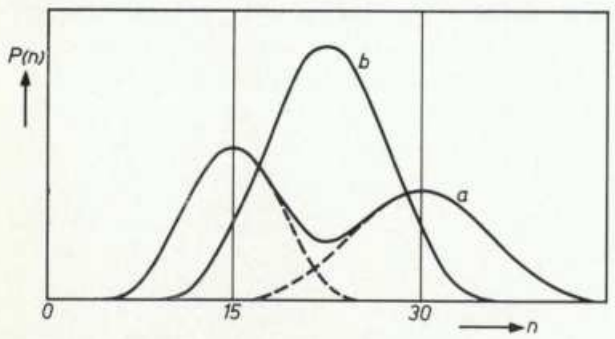


Fig. 11. Ter illustratie van de invloed van een niet-uniforme gevoeligheid van de fotokatode op het scheidend vermogen in amplitude van een fotomultiplicator.

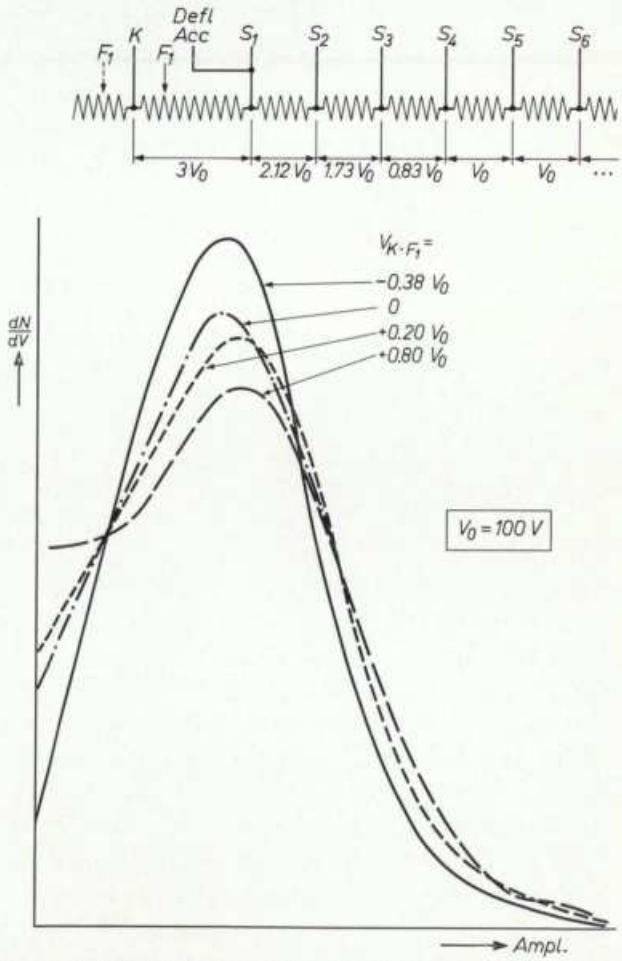


Fig. 13. Invloed van een opzettelijke verstoring van de focussering (door ontregeling van de potentiaal van de ingangsoptiek) op het één-elektron-spectrum van de buis 56 AVP. Bovenaan is de potentiaalverdeling over de verschillende elektrodes weergegeven; van S_4 af is de spanning tussen opeenvolgende dynodes gelijk aan V_0. De krommen *1...4* zijn verkregen met vier verschillende waarden van de spanning tussen de fotokatode K en de focusseerelektrode F_1.

[13] M. Brault en C. Gazier, C.R. Acad. Sci. Paris **256**, 1241-1244, 1963. R. F. Tusting, Q. A. Kerns en H. K. Knudsen, IRE Trans. **NS-9**, no. 3, 118-123, 1962. C. Gazier, Contribution à l'étude des propriétés statistiques du gain des photomultiplicateurs, Thèse d'ingénieur du CNAM, 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

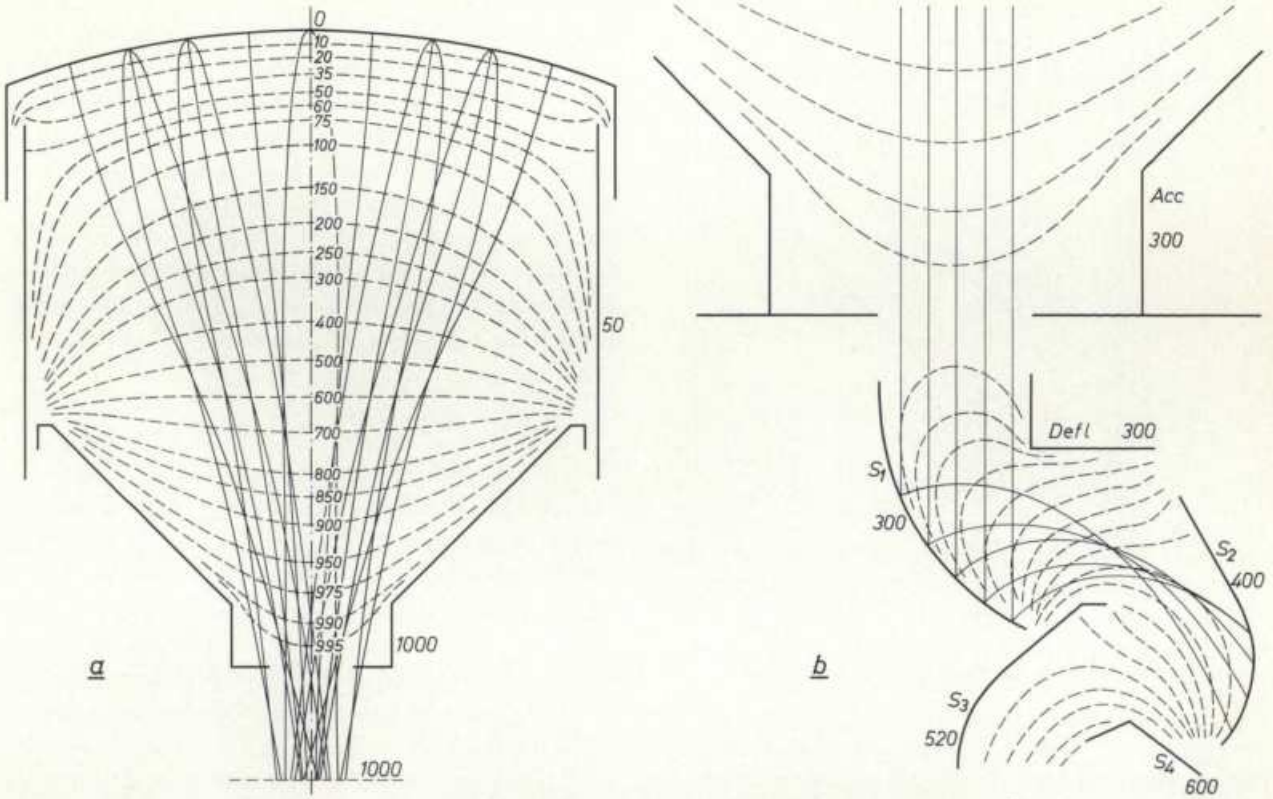


Fig. 12. *a*) Equipotentiaalvlakken van de ingangsoptiek van de buis 56 AVP. Getekend zijn ook de banen van een aantal elektronen die hetzij zonder beginsnelheid, hetzij met een bepaalde transversale beginsnelheid (0,3 eV) door de katode worden uitgezonden. Men krijgt op deze wijze een idee hoe groot het oppervlak op de eerste dynode is dat door de foto-elektronen kan worden getroffen. (Voor de potentialen zijn relatieve waarden aangegeven.)
b) Equipotentiaalvlakken in het gebied van de eerste dynodes. De verticale lijnen zijn een aantal mogelijke banen van elektronen die van de katode komen. Hierop sluiten de banen aan van secundaire elektronen (zonder beginsnelheid), die alle de tweede dynode dienen te bereiken. Het is vrijwel onvermijdelijk dat deze banen van lengte verschillen, aangezien de elektronenbundels nooit loodrecht op de oppervlakken aankomen.

de configuratie van de elektrodes beproeft. Opgemerkt zij dat men, als het maar enigszins kan, de toepassing van extra-focusseerelektrodes dient te vermijden, althans wanneer de potentiaal voor deze elektrodes door de gebruiker zou moeten worden ingesteld. Weliswaar is bij de buizen van zeer hoge kwaliteit (b.v. de 56 AVP en de XP 1020) de noodzaak van dergelijke instellingen geaccepteerd, om de relatieve onnauwkeurigheid van geometrie en montage van de elektrodes te compenseren; bij voorkeur echter tracht men een oplossing te vinden waarbij de extra-elektrodes binnen de buis met een der dynodes worden verbonden. Zo heeft b.v. de 56 AVP een triode-optiek (katode, focusseerelektrode, versnelelektrode) waarvan alleen de focusseerelektrode een regelbare potentiaal krijgt, terwijl de versnelelektrode vast verbonden is met S_1. In de XP 1020 is er een extra-elektrode die verbonden is met S_9. Aan de hand van *fig. 14* kan men de configuratie van deze beide buizen vergelijken; *fig. 15* geeft weer hoe hun

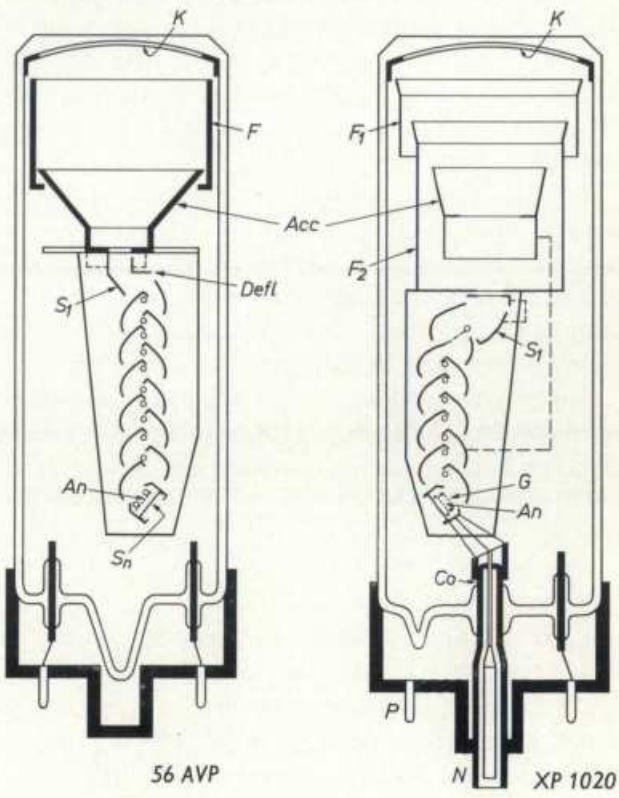


Fig. 14. Doorsnede van de buizen 56 AVP en XP 1020. *K* fotokatode. $F_{(1,2)}$ focusseerelektrodes. *Acc* versneller. *Defl* deflector. $S_{(1\ldots n)}$ dynodes. *G* schermrooster. *An* anode. *Co* coaxiale doorvoering. *N* aansluiting voor coaxiale leiding. *P* toevoerstiften.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

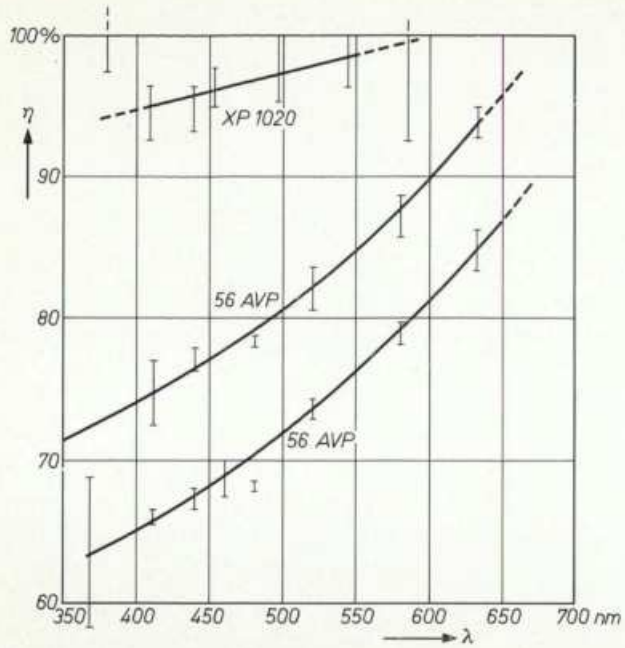


Fig. 15. Opvangrendement η van de buis 56 AVP (twee exemplaren) en de buis XP 1020, als functie van de golflengte.

opvangrendement als functie van de golflengte varieert. Het opvangrendement (van de ingangsoptiek) is hierbij gedefinieerd als de verhouding tussen het aantal impulsen dat een amplitude boven een zekere drempel heeft en het aantal foto-elektronen dat in dezelfde tijd wordt uitgezonden. Een beschrijving van de wijze waarop de meting hiervan gebeurt zou hier te ver voeren [10].

De vorm van het één-elektron-spectrum en het opvangrendement zijn zeer belangrijk wanneer het erom gaat foto-elektronen *gescheiden in de tijd* waar te nemen: aangezien men bij het tellen altijd impulsen beneden een zekere drempel moet uitsluiten, is het van belang dat dit spectrum weinig impulsen van geringe amplitude bevat.

Heeft men echter binnen een onderscheidbaar tijdsinterval meer dan 1 foto-elektron, dan overheerst de fluctuatie van het aantal elektronen. Voor detectie van gemoduleerd licht geldt dan de formule van Schottky, waarin de fluctuaties van de secundaire emissie tot uiting komen door de correctiefactor p (verg. 3b).

Verwaarloost men het feit dat de secundaire-emissiecoëfficiënten δ_1 en δ van resp. de eerste en alle volgende dynodes niet uniform zijn voor het gehele dynodeoppervlak, dan geldt:

$$p = 1 + \frac{\delta}{\delta_1(\delta - 1)}. \quad \ldots \quad (4)$$

Met de praktisch voorkomende waarden $\delta_1 = 7$ en $\delta = 3{,}5$ wordt $p = 1{,}2$, maar door de niet-uniformiteit kan p aanzienlijk groter worden.

De geldigheid van de formule van Schottky voor de detectie van gemoduleerd licht is voor alle gebruikelijke katodes en voor frequenties tussen 75 Hz en 100 Hz experimenteel bevestigd: de afwijkingen bedroegen hoogstens 20% en het bleek dat de ruis inderdaad als wit mag worden beschouwd. Voor de detectie van gemoduleerd licht is het dus altijd mogelijk de signaal-ruisverhouding S/N vooruit te berekenen, althans wanneer de donkerstroom ten opzichte van de gelijkstroomcomponent van het signaal kan worden verwaarloosd; de waarde I_k van deze component heeft men immers in de formule van Schottky nodig. Is m de modulatiediepte, dan geldt voor de signaal-ruisverhouding:

$$\frac{S}{N} = \frac{m\,\eta_c{}^2\overline{I_k}^2}{4ep\Delta f\,\eta_c\overline{I_k}} = \frac{m\,\eta_c\overline{I_k}}{4ep\Delta f}.$$

Men ziet dat voor verbetering van de verhouding S/N weer dezelfde maatregelen nodig zijn: verbetering van het opvangrendement van de ingangsoptiek en van de eerste trappen (waardoor δ groter en p kleiner wordt).

Detecteert men gemoduleerd licht terwijl een *niet*-verwaarloosbare donkerstroom aanwezig is, dan is de formule van Schottky, zelfs als men I_k vervangt door $I_k + I_0$, slechts in eerste benadering geldig. Immers, als de donkerstroom niet voor het grootste gedeelte van thermische oorsprong is, voldoen zijn fluctuaties niet aan dezelfde wetmatigheid; de ruis die deze stroom in een keten met de bandbreedte Δf opwekt kan van de frequentie afhangen, en hij kan groter of kleiner zijn dan uit de formule van Schottky volgt, naar gelang of de donkerstroom te wijten is aan scintillaties (radioactieve straling van de omgeving) of aan lekstromen.

Ten slotte zij vermeld dat men bij de detectie van gemoduleerd licht zal trachten de versterking door de multiplicator zo goed mogelijk te benutten, nl. door een zodanige versterkingsfactor toe te passen dat het vermogen van de aan de anode waargenomen Schottky-ruis veel groter wordt dan dat van de thermische ruis in de belastingsweerstand R. Deze voorwaarde luidt in formule:

$$G^2 \gg \frac{2kT}{ep}\,\frac{1}{RI_k}. \quad \ldots \quad (5)$$

De hiervoor te kiezen waarde van R zal in het algemeen nog afhangen van de gewenste bandbreedte en de parasitaire capaciteiten.

Snelheid

We willen nu iets dieper ingaan op de fysische verschijnselen die de snelheid van de fotomultiplicator bepalen, om vervolgens de verbeteringen te bespreken die de laatste tijd op dit gebied zijn bereikt.

1) Verschijnselen die de snelheid beperken [14].

De verschijnselen waar het om gaat zijn de beginsnelheden van de elektronen en de influentiestromen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die bij de beweging van de elektronen door de buis optreden.

Aan de loodrecht op het emitterende oppervlak gerichte component van de beginsnelheid van het elektron (met massa m) beantwoordt een energie, die we W_n noemen. Deze component zal een vermindering van de looptijd van het elektron ten gevolge hebben, vergeleken bij de emissie zonder beginsnelheid. Men kan afleiden dat deze vermindering bedraagt:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{\sqrt{W_n}}{E_0}. \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

Hierbij is E_0 de elektrische veldsterkte aan het emitterende oppervlak. Aangezien W_n van elektron tot elektron varieert, geeft de formule als men de gemiddelde waarde $\overline{W}_n$ voor W substitueert de orde van grootte van de spreiding van de looptijd. Bij een gegeven configuratie is deze spreiding dus omgekeerd evenredig met de aangelegde spanning.

We beschouwen nu de transversale (loodrecht op de gemiddelde baan gerichte) component van de beginsnelheid. Door deze wordt de op de dynode S_1 aankomende elektronenbundel over het oppervlak hiervan uitgespreid. In de praktijk zorgt men ervoor dat de bundeldoorsnede hier niet groter wordt dan de nuttige oppervlakte, d.i. de oppervlakte waarvan alle geëmitteerde elektronen een redelijke kans hebben de volgende dynode te bereiken. Uit de figuren 12*a* en *b* kan men nu de invloed van de transversale snelheden aflezen: de asymmetrie heeft tot gevolg dat de lengte van de baan varieert met de richting en de grootte van de transversale beginsnelheid. Anderzijds zullen, wederom wegens de asymmetrie, de door verschillende punten van S_1 geëmitteerde elektronen verschillende tijden nodig hebben om S_2 te bereiken. Er is dus een correlatie tussen de spreiding in de opeenvolgende trappen; hierdoor wordt het onmogelijk de bij de anode optredende spreiding ook maar bij benadering te berekenen.

Het tijdsverschil tussen de banen die van twee verschillende punten A en B uitgaan varieert met de aangelegde spanning V als $1/\sqrt{V}$. Zijn A en B de plaatsen van aankomst van twee elektronen die van een zelfde punt van het voorafgaande oppervlak vertrokken zijn met verschillende transversale beginsnelheid, dan zal hun afstand eveneens ongeveer als $1/\sqrt{V}$ variëren. Hangt nu het looptijdverschil van de elektronen die van A en B uitgaan lineair van de afstand AB af, dan zal de uiteindelijke spreiding ongeveer als $1/V$ variëren.

Voor de ingangsoptiek noemen we het verschil tussen de (gemakkelijk meet- en berekenbare) gemiddelde looptijden vanaf de rand en vanaf het midden van de katode tot de eerste dynode eenvoudig het „rand-midden-verschil".

De influentiestromen ontstaan als de elektronen die zich naar de anode begeven in de buurt hiervan komen, en ze duren zolang als de elektronen zich verplaatsen [15]. Door geschikte afschermingen moet men trachten dit effect van elektronen die *niet* naar de anode gaan geheel te onderdrukken, en dat van de andere, nuttige, elektronen te verminderen. Bij de buis 56 AVP beantwoordt de vorm van S_n aan dit streven. Op weg naar S_n passeren de elektronen echter de roostervormige anode en induceren hierin reeds een parasitair signaal. Verder worden de door S_n geëmitteerde elektronen niet alle dadelijk door het rooster gevangen: diegene die erdoorheen lopen oscilleren enige tijd om de roosterstaven en induceren hierin stromen van hoge frequentie. Deze stromen worden nog groter als hun frequentie ongeveer gelijk is aan de resonantiefrequentie van de parasitaire capaciteiten en zelfinducties van de verbindingen.

De verbindingen tussen S_n en de anode vormen het begin van de lijn waarop het signaal getransporteerd wordt. De impedantie van deze lijn verschilt in het algemeen sterk van die van de normaal gebruikte kabels, en hij bevat discontinuïteiten die allerlei storingen in de impulsvorm teweegbrengen.

Ten slotte hebben de zelfinducties van de verbindingen tussen de dynodes, waarin snel variërende stromen vloeien, tot gevolg dat de potentialen van de dynodes veranderen en dus ook de versterkingsfactor, hetgeen eveneens tot uiting komt in vervormingen van de impuls.

2) Verbetering van de stootresponsie.

Alle verschijnselen die we hier hebben opgesomd dragen in verschillende mate bij tot een verbreding van de stootresponsie. Toch kan men zeggen dat bij alle tot nu toe in de handel gebrachte fotomultiplicators de belangrijkste oorzaak van de verbreding schuilt in de beginsnelheden; alleen de na-impulsen die men bij de buis 56 AVP waarneemt (*fig. 16*) zijn toe te schrijven aan de oscillaties van de elektronen rondom de anode. We hebben gezien dat de totale responsie van een fotomultiplicator niet goed uit de responsie van elke trap kan worden berekend, wegens de correlatie tussen de trappen. Men krijgt echter redelijke resultaten als men onderstelt dat de responsies van alle trappen kwadratisch opgeteld kunnen worden. Stel dat σ_{KS1}, σ_{S1S2}, $\sigma_{S(n-1)Sn}$ de standaardafwijkingen zijn die aan de looptijden van een elektron resp. in de eerste, tweede en n-de trap beantwoorden. De responsies van alle trappen na de tweede kan men in het algemeen als gelijk

[14] G. Piétri, Aperçu de quelques problèmes rencontrés dans l'étude et la réalisation de photomultiplicateurs à réponse rapide, Le Vide **15**, 120-131, 1960.

[15] Zie hiervoor de theorie over de werking van diodes en triodes bij hoge frequenties in de bekende leerboeken over elektronentechniek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

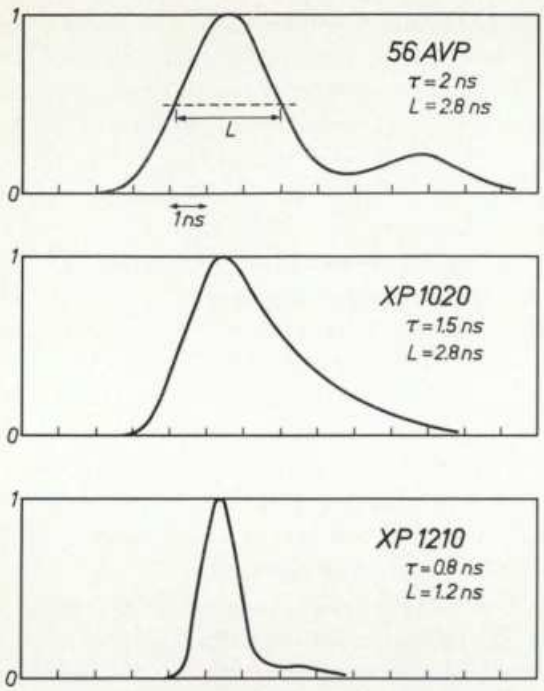


Fig. 16. Stootresponsie van drie snelle fotomultiplicators. Voor elk van de drie zijn de stijgtijd τ en de breedte L op halve tophoogte van de impuls vermeld.

beschouwen; dus wordt:

$$\lambda^2 = \sigma_{KS1}^2 + \sigma_{S1S2}^2 + (n-1)\,\sigma_{S(n-1)Sn}^2.$$

De breedte L op halve tophoogte van de stootresponsie hangt met de standaardafwijking λ samen volgens de betrekking $L = 2{,}36\ \lambda$. In de buis 150 AVP b.v. is de belangrijkste term σ_{KS1}^2 en men heeft dus in de praktijk: $L = 2{,}36\ \sigma_{KS1} \approx 10$ ns. Bij de ontwikkeling van de buis 56 AVP, die een grotere snelheid moest bezitten, is derhalve de meeste aandacht besteed aan de ingangsoptiek: de responsies van alle trappen hebben een breedte van de orde van 0,8 ns (behalve de trap S_1-S_2, waarvan de responsie ongeveer 2× zo breed is), hetgeen voor 14 dynodes — d.w.z. 15 trappen, als men de trap S_n-anode meetelt — een uiteindelijke breedte levert van ongeveer $0{,}8 \times \sqrt{15} = 3$ ns. (De bijdrage van de trap S_n-anode is te wijten aan de influentiestromen die hier optreden.)

Een verdere belangrijke verkorting van de duur van de stootresponsie was nu slechts mogelijk door vermindering van de spreiding in *alle* trappen tegelijk. Dit is bij de thans in ontwikkeling zijnde buis PM 638B gerealiseerd, door de spanningen tussen de dynodes 2 à 3× zo groot te maken en door een volledige herziening van de ingangsoptiek en de trap S_1-S_2, waardoor een kleiner rand-midden-verschil wordt verkregen en een 7× grotere elektrische veldsterkte aan de katode. (De herziening was in feite reeds bij de buis XP 1020 gebeurd, zie hieronder.) In het voorgaande hebben we de bezwaren van de grotere spanningen besproken. De anode is hier uitgevoerd als een afgeschermde plaat en het signaal wordt afgenomen via een aangepaste leiding. Ten slotte is de zelfinductie van de dynodeverbindingen aanzienlijk verminderd dank zij de schijfconstructie, die tevens een grote capaciteit meebrengt, waardoor de dynamische stabiliteit van de potentialen wordt verbeterd. De verkregen stootresponsie heeft een breedte van 1,1 ns met een stijgtijd van 0,8 ns.

Wil men van een stijgtijd van de orde van 1 ns profijt kunnen trekken, dan moeten de snelle fotomultiplicators een zeer grote versterkingsfactor hebben ($> 10^8$). Om de tijdinformatie verder te verwerken, heeft men immers voor een buizenversterker niveaus van 10-20 V op een impedantie van 50-125 ohm nodig (voor een halfgeleiderversterker 3-5 V). Versterking van de impulsen is niet goed mogelijk, daar conventionele versterkers met voldoende bandbreedte pas sinds kort bestaan en kostbaar zijn. Een impuls van b.v. 10 fotoelektronen moet dus op 50 ohm een signaal van 10 V leveren, hetgeen neerkomt op een versterkingsfactor van 10^8. Hiervoor zijn bij de 56 AVP (met spanningen tussen de dynodes van ca. 120 V) 14 trappen nodig, maar bij de XP 1210 slechts 10; dit draagt bij tot verbetering van de snelheid, en tevens stijgt de hoogspanning niet naar rato van de spanning tussen de dynodes.

3) Beperking van de spreiding in de totale looptijd [16].

De snelle fotomultiplicators worden niet alleen gebruikt om het verloop van een lichtimpuls te onderzoeken, maar ook om zo nauwkeurig mogelijk het tijdstip van optreden van een lichtflits die maar enkele fotoelektronen (soms slechts één) levert vast te stellen. Dit is b.v. het geval voor de flitsen die bij het passeren van een zeer energierijk deeltje door een doorzichtig milieu worden opgewekt (Cerenkov-effect). Zo'n flits, die hoogstens een honderdtal elektronen levert, duurt enkele 10^{-11} s en men wil het tijdstip van zijn optreden vaststellen met een fout kleiner dan 10^{-10} s. Men kan dan nl. de snelheid (en de energie) van het energierijke deeltje bepalen uit de tijd die het nodig heeft voor het doorlopen van de afstand tussen twee fotomultiplicators die ieder van een Cerenkov-straler zijn voorzien.

De nauwkeurigheid van zulke metingen wordt nu beperkt door de spreiding van de totale looptijd in de fotomultiplicator. Deze spreiding hangt natuurlijk samen met de spreiding in de verschillende trappen, maar we zullen zien dat de bijdragen van de trappen volstrekt niet dezelfde relatieve invloed hebben als bij de berekening van de stootresponsie. Wij vragen dus nu naar de spreiding van de tijd waarin een lawine die het gevolg is van een enkel door de katode geëmitteerd elektron de fotomultiplicator doorloopt. De looptijd van het elektron tussen K en S_1 varieert met de plaats van emissie en de beginsnelheid, de standaardafwijking

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is σ_{KS1} (zie blz. 289). Worden N elektronen tegelijk uitgezonden, dan kan men aannemen dat het tijdstip van het zwaartepunt van de hierdoor gevormde impuls fluctueert met een standaardafwijking $\sigma_{KS1}/\sqrt{N}$. Evenzo zal bij gelijktijdige uitzending van δ secundaire elektronen door de dynode S_1 het tijdstip van hun zwaartepunt fluctueren met $\sigma_{S1S2}/\sqrt{\delta}$ (in eerste benadering; men moet er ook rekening mee houden dat δ fluctueert). De standaardafwijking σ_t van de totale fluctuatie voor het geval van één elektron krijgt men door kwadratische optelling, waarbij men alleen de moeilijkheid moet omzeilen die ontstaat door de correlatie tussen de banen in de opeenvolgende trappen. Men krijgt dan de formule (als we nog de standaardafwijking σ van de totale fluctuatie bij gelijktijdige uitzending van N elektronen invoeren):

$$\sigma^2 N = \sigma_t^2 = \sigma_{KS1}^2 + \frac{\sigma_{S1S2}^2}{\delta_1}\left(1+\frac{1}{\delta_1}\right)+\frac{\sigma_{SS}^2}{\delta_1(\delta-1)}\left(1+\frac{1}{\delta}\right), \quad \ldots \quad (7)$$

waarbij aangenomen is dat alleen de eerste trap waarden σ_{S1S2} en δ_1 heeft die verschillen van die van de andere trappen, σ_{SS} en δ.

Zoals men ziet, zijn de bijdragen van de ingangsoptiek en van de trap S_1-S_2 verreweg het belangrijkst, zelfs als alle σ's van dezelfde orde van grootte zijn. Met het oog op de spreiding van de looptijd is het dus zeer de moeite waard σ_{KS} en σ_{S1S2} aanzienlijk te verminderen, terwijl dit vrijwel geen effect sorteert voor de stootresponsie. Met het oog hierop zijn de ingangsoptiek en de trap S_1-S_2 van de buis XP 1020 nieuw ontworpen. Bij de buis XP 1210 is σ_{S1S2} nog aanzienlijk verder verminderd door de verhoging van de spanningen. De onderstaande tabel geeft voor drie snelle fotomultiplicators de bijdragen van de verschillende trappen, uitgedrukt in ns. Men ziet dat bij de laatste twee fotomultiplicators de trap S_1-S_2 de belangrijkste bijdrage levert. Dit komt door de speciale configuratie van deze trap. We geven een enkel getallenvoorbeeld: bij meting van het emissietijdstip van een afzonderlijk foto-elektron door de katode van een buis PM 638 is de waarschijnlijke fout $2{,}36\times 0{,}13 = 0{,}31$ ns, terwijl het tijdstip van aankomst van een Cerenkov-flits die 100 foto-elektronen levert behept is met een fout van $0{,}31/\sqrt{100}$ ns, d.i. $3{,}1\times 10^{-11}$ s.

	56 AVP	XP 1020	XP 1210
σ_{KS1}	0,42	0,07	0,07
$\sigma_{S1S2}\sqrt{\frac{1+1/\delta_1}{\delta_1}}$	0,41	0,20	0,10
$\sigma_{SS}\sqrt{\frac{1+1/\delta_1}{\delta_1(\delta-1)}}$	0,06	0,04	0,03
$\sigma\sqrt{N}=\sigma_t$	0,59	0,22	0,13

Ter illustratie bespreken we nog een belangrijk geval waar de gegeven beschouwingen over de looptijdspreiding met vrucht kunnen worden toegepast: de meting van de uitsterftijd van korte scintillaties, als deze korter wordt dan de duur van de stootresponsie van de fotomultiplicator (ca. 10^{-9} s).

We nemen aan dat we de lichtflitsen willekeurig vaak kunnen herhalen en verder dat we het tijdstip van hun optreden voldoende nauwkeurig kunnen vaststellen (b.v. op 10^{-10} s). Een scintillatie moge gemiddeld 100 foto-elektronen uit de katode vrijmaken. We verzwakken nu het licht met een factor 1000; iedere scintillatie zal dan gemiddeld een emissie van $\bar{n} = 0{,}1$ foto-elektron teweegbrengen, d.w.z. bij een groot aantal proeven zal er gemiddeld om de 10 scintillaties een foto-elektron optreden. Daarbij is er ook wel een zekere kans dat een lichtflits de emissie van een pakket van meer dan 1 foto-elektron veroorzaakt, maar men kan aantonen dat bij aanname van een voldoend kleine waarde $\bar{n}$ deze kans klein is ten opzichte van die dat één enkel elektron wordt uitgezonden. Immers, volgens de wet van Poisson is de kans dat men n foto-elektronen krijgt:

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!}\exp(-\bar{n}).$$

De kans op een pakket van *ten minste* 1 elektron, d.i. dus de kans dat er een signaal aan de anode optreedt, wordt dan:

$$\sum_{n=1}^{\infty} P_n = 1 - P_0 = 1 - \exp(-\bar{n}), \quad \ldots \quad (8)$$

terwijl de kans dat er *precies* 1 elektron optreedt bedraagt:

$$P_1 = \bar{n}\exp(-\bar{n}). \quad \ldots \quad (9)$$

Is $\bar{n}$ klein ten opzichte van 1, dan verifieert men gemakkelijk dat de verhouding $P_1/(1-P_0)$ van deze kansen van de orde van $1-\bar{n}/2$ is. In het hierboven beschouwde getallenvoorbeeld ($\bar{n} = 0{,}1$) is deze verhouding 0,95, hetgeen betekent dat 95% van de aan de anode waargenomen impulsen afkomstig zijn van afzonderlijke elektronen.

Men kan nu de uitsterfkromme van het licht bepalen door de flits talrijke malen te herhalen en op verschillende tijdstippen de intensiteit te meten (bemonstering). De tijdfout is daarbij gelijk aan de looptijdspreiding van de fotomultiplicator (d.i. 0,13 ns bij de buis XP 1210). Immers, telkens als men een foto-elektron krijgt, kan dit weliswaar op een willekeurig tijdstip gedurende de duur van de scintillatie zijn uitgezonden; maar als $f(t)$ de functie is die het verloop van het licht-

[16] E. Gatti en V. Svelto, Nucl. Instr. Meth. **4**, 189-201, 1959. E. Gatti en V. Svelto, Nucl. Instr. Meth. **30**, 213-223, 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verschijnsel met de tijd voorstelt, is de kans dat een foto-elektron tussen t en $t+\Delta t$ wordt uitgezonden eenvoudig:

$$\frac{f(t)\Delta t}{\int f(t)dt}.$$

Met andere woorden, bepaalt men de tijdstippen van aankomst van N afzonderlijke foto-elektronen (gemeten b.v. ten opzichte van het bekend onderstelde begin van het verschijnsel), dan zal het tussen de tijdstippen t en $t+\Delta t$ waargenomen aantal elektronen bedragen:

$$\Delta N = \frac{N f(t)\Delta t}{\int f(t)dt}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Op een factor na, wordt $f(t)$ dus gegeven door $\Delta N/\Delta t$. Het is nu niet meer de stootresponsie die de snelheid van de te onderzoeken verschijnselen beperkt, maar de spreiding van de looptijd, want deze bepaalt de fout in de tijdsbepaling van de emissie van het foto-elektron. Het is duidelijk dat men voor het verkrijgen van een nauwkeurige kromme een zeer groot aantal proeven zal moeten doen, te meer omdat slechts bij enkele een waarneembare impuls zal optreden. Overigens kan men deze methode met vrucht toepassen op de lichtflitsen waarmee men juist de snelheid (de stootresponsie) van een fotomultiplicator wil onderzoeken: men meet de tijdsduur van deze flitsen, en is deze niet verwaarloosbaar kort vergeleken bij de responsie van de fotomultiplicator (1,1 ns), dan moet hiervoor worden gecorrigeerd.

4) Frequentieresponsie (gemoduleerd licht).

De fotomultiplicators worden steeds vaker gebruikt voor de detectie van gemoduleerd licht [17]. De functie $G(\omega)$ die de versterking als functie van de modulatiefrequentie aangeeft, kan in principe uit de stootresponsie $R(t)$ worden berekend, met de bekende formule:

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(t)e^{-j\omega t}\,dt. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Hiermee krijgt men voor $G(\omega)$ een des te bredere kromme naarmate de functie $R(t)$ nauwer is. Men ziet dus dat de verbeteringen die men in de stootresponsie bereikt rechtstreeks ten goede komen aan de bandbreedte voor de detectie van gemoduleerd licht. De bandbreedte B, d.i. de bovengrens van de doorgelaten band, is hierboven (blz. 282) al gedefinieerd als die waarde van ω waarvoor $G(\omega)/G(0) = 1/\sqrt{2}$. De onderstaande tabel geeft de berekende bandbreedte B voor de drie reeds genoemde snelle fotomultiplicators.

Buis	Bandbreedte
56 AVP	65 MHz
XP 1020	100 MHz
XP 1210	300 MHz

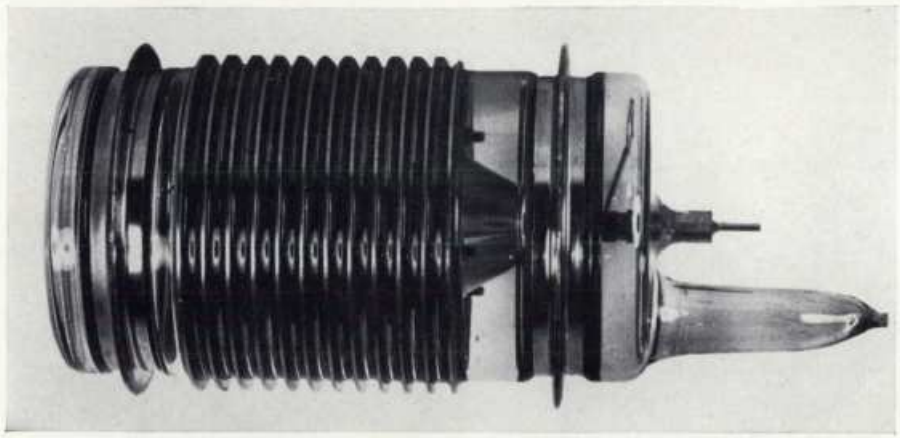


Fig. 17. De experimentele fotomultiplicator PM 994 voor heterodyne-detectie van gemoduleerd licht. Totale lengte 14 cm.

We wijzen hier nog op de mogelijkheid om licht dat gemoduleerd is met veel hogere frequenties dan de bovengrens van de bandbreedte, te detecteren door toepassing van een soort *heterodyneprincipe*. Men kan een zodanig verkleinde trap K-S_1 construeren dat de bandbreedte hiervan veel groter dan 1000 MHz wordt. Brengt men in deze ruimte een stuurelektrode aan, die (met behulp van een lokale oscillator) de elektronenbundel moduleert met een frequentie f_1 bijna gelijk aan de frequentie f_2 van de modulatie van het licht, dan bereikt men een frequentietransformatie, waardoor het signaal binnen de bandbreedte van de multiplicator wordt gebracht. In ons laboratorium is dit gerealiseerd [18] met een experimentele buis PM 994 (*fig. 17*),

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bij een frequentie van ongeveer 1000 MHz; hiermee kon het signaal van een televisiebeeld worden overgebracht.

5) Metingen van de snelheid van fotomultiplicators.

De verschijnselen waarvoor we de fotomultiplicators wat betreft tijdsgedrag geschikt willen maken zijn aan de grens van het meetbare, en de lezer zou zich derhalve kunnen afvragen, op welke wijze men de verkregen eigenschappen, b.v. de buitengewone snelheid, kan toetsen. Hiervoor heeft men extreem korte en in de tijd goed gedefinieerde lichtflitsen nodig. De kortste flitsen die men kan opwekken zijn de reeds vermelde Cerenkov-flitsen, die ontstaan door geladen deeltjes met relativistische energieën; deze heeft men meestal niet ter beschikking. Men neemt dan zijn toevlucht tot vonkontladingen tussen elektrodes op zeer kleine afstand [19]. Tevens beschikt men dan over een geheel synchrone elektrische impuls, die een referentiepunt in de tijd levert (tijdbasis van een oscilloscoop). Toch is de tijdsduur van deze flitsen altijd nog van de orde van 10^{-9} s. wat weliswaar zeer kort is voor buizen zoals de 56 AVP, maar ongeveer gelijk aan de responsietijd van een XP 1210. Een zinvolle meting is dan alleen mogelijk als men op andere wijze het nauwkeurige verloop van de lichtflits kan bepalen, b.v. met behulp van een ultrasnelle foto-emissiecel TVHC 20 of TVHC 40 (*fig. 18*; stijgtijd 0,2 ns). Voorwaarde hierbij is dat de flits intensief genoeg is om een signaal te leveren dat voor de oscilloscoop niet eerst hoeft te worden versterkt. Kent men het verloop van de lichtflits, dan kan men, tenminste in bepaalde gevallen, de stootresponsie van de fotomultiplicator uit het verloop van de geleverde impuls berekenen.

Kent men anderzijds de vertragingstijd bij het starten van de tijdbasis van de oscilloscoop, dan kan men de gemiddelde looptijd in de fotomultiplicator berekenen. Focusseert men het door de vonk geleverde licht op een punt van de katode en laat men dit punt over het oppervlak van de katode wandelen, dan kan men het rand-midden-verschil uit de verandering in looptijd schatten, d.w.z. uit de horizontale verplaatsing van het oscilloscoopbeeld. Verzwakt men ten slotte het licht zover dat er slechts een kleine kans bestaat dat twee foto-elektronen tegelijk worden uitgezonden, dan veroorlooft de waargenomen „beverigheid" (jitter) van het beeld een schatting van de spreiding van de looptijd (gelukkig bestaan hiervoor ook nauwkeuriger methodes, zoals het fotografisch opnemen van een groot aantal beelden, of het omzetten van tijd- in amplitudeverschillen) [20].

De frequentieresponsie kan in principe ook rechtstreeks worden bepaald met behulp van de thans beschikbare modulatoren die op het Pockels-effect berusten, of door detectie van de zwevingen tussen de verschillende modes van een laser.

Fig. 18. Ultrasnelle foto-emissiecel TVHC. Deze bevat een fotokatode, aangebracht op een metaalplaat, en een roostervormige anode. De afstand tussen de twee vlakke elektrodes bedraagt slechts ca. 2 mm. Hierdoor is de looptijd van de foto-elektronen, en dus de duur van de door hen veroorzaakte influentiestroom naar de elektrodes, zeer kort. De cel is vervaardigd met de transfertechniek en kan in het uiteinde van een coaxiale lijn worden ingebouwd.

Uitbreiding van het lineariteitsgebied

De niet-lineariteit die ontstaat doordat de versterkingsfactor en de gevoeligheid van de stroom afhangen, brengt zovele en zo verschillende problemen mee dat we deze hier niet allemaal kunnen bespreken. We willen echter nagaan wat er gebeurt als de anodestroom een merkbare fractie α gaat worden van de gelijkstroom I_p, die door de aan alle trappen parallel geschakelde weerstanden vloeit en zodoende voor de vereiste potentiaalverdeling over de trappen zorgt.

Zij V_0 de spanning tussen de dynodes. De spanning tussen S_n en de anode daalt dan met αV_0, maar aangezien hier alleen het opvangen van de elektronen plaatsvindt, zal een daling van de spanning in het algemeen geen daling van de stroom ten gevolge hebben. Daar echter de hoogspanning wordt gestabiliseerd, wordt het spanningsverschil αV_0 over de andere trappen verdeeld, wat op hetzelfde neerkomt als een verhoging van de aan de fotomultiplicator gelegde spanning met een factor $1 + \alpha/n$. Aangezien de versterkingsfactor ongeveer varieert als $V_0{}^n$, zal deze ongeveer vermenigvuldigd worden met

$$(1 + \alpha/n)^n \approx 1 + \alpha, \quad \ldots \quad (12)$$

althans zolang $\alpha < 0{,}5$. De fotomultiplicator gedraagt

[17] C. Cernigoi, I. Gabrielli en G. Iernetti, Nucl. Instr. Meth. **6**, 193-200, 1960.
[18] J. Nussli, J. Physique, Suppl. Phys. appl., **26**, 113A-114A, 1965. G. Marie en J. Nussli, C.R. Acad. Sci. Paris **258**, 5179-5182, 1964.
[19] G. Piétri, J. Nussli en M. Brault, Perfectionnements récents apportés aux photomultiplicateurs rapides destinés à la physique nucléaire, Electronique Nucléaire, Compte rendu Colloque int. S.F.E.R., Paris 1963, blz. 793-805. F. Kirsten, UCRL 8706, blz. 1-7, University of California, febr. 1959. J. H. Malmberg, Rev. sci. Instr. **28**, 1027-1029, 1957.
[20] A. E. Bjerke, Q. A. Kerns en T. A. Nunamaker, UCRL 9976, University of California, febr. 1962. G. Present, A. Schwarzschild, I. Spirn en N. Wotherspoon, Fast delayed coincidence technique: the XP 1020 photomultiplier and limits of resolving times due to scintillator characteristics, Nucl. Instr. Meth. **31**, 71-76, 1964. G. Bertolini, V. Mandl, A. Rota en M. Cocchi, Time resolution measurements with XP 1020 photomultipliers, Nucl. Instr. Meth. **42**, 109-117, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zich dus superlineair: zijn responsie groeit sterker dan het signaal.

Anders is de situatie als men lichtflitsen waarneemt. Om de potentialen constant te houden, kan men dan op de dynodes buffercapaciteiten aansluiten. Men kan aldus gedurende korte tijden zeer grote stromen bereiken, die nu echter door de ruimtelading in de laatste trappen beperkt worden. Vermindering van deze ruimtelading is slechts mogelijk door vergroting van de elektrische veldsterkte, speciaal die aan de laatste dynode. Vandaar de gebruikelijke uitvoering van de anode als rooster dat op geringe afstand (1 mm) voor de laatste dynode geplaatst is. Door de spanningen tussen de laatste dynodes progressief te laten toenemen (met een factor 2), tot een waarde van 500 V tussen S_n en de anode, kan men bij de buis 56 AVP het lineariteitsgebied uitbreiden tot 300 mA. Bij de buis PM 638 was, zoals we hierboven hebben gezien, de uitvoering van de anode als rooster niet mogelijk. Bij de gekozen plaatvormige uitvoering van de anode krijgt men een minder groot lineariteitsgebied: men komt tot 80 mA, d.i. 4 V op 50 ohm. Dit is tegenwoordig voldoende, dank zij de toepassing van halfgeleiderversterkers.

In zeer speciale gevallen eist men een nog groter lineariteitsgebied. De constructie van de snelle buizen XP 1140 en 1141 maakt het mogelijk tussen de laatste dynodes spanningen van 2000 V aan te brengen. Het lineariteitsgebied kan zich dan uitstrekken tot 3 A [21].

Enkele speciale problemen

Buizen van zeer grote of zeer kleine afmetingen

Wil men de kans verbeteren dat deeltjes waarvan de baan van tevoren niet bekend is worden gedetecteerd, dan moet men overgaan tot vergroting van volume en oppervlakte van de scintillators, en dus van de katode van de te gebruiken fotomultiplicator. Anderzijds moet men in sommige opstellingen met de beschikbare ruimte woekeren.

Nu krijgt men bij diameters tussen 40 en 50 mm de beste compromissen tussen de verschillende eigenschappen van een fotomultiplicator: wegens het verloop van de secundaire emissie moeten de spanningen tussen de dynodes tussen 100 en 200 V bedragen (tussen de katode en S_1 200 à 500 V), iedere belangrijke verandering van de schaal leidt dus tot evenredige verandering van de elektrische veldsterkten. Bij uniforme vergroting van alle afmetingen nemen verder de looptijden (en hun spreiding) evenredig toe; bij uniforme verkleining krijgt men problemen wat betreft de isolatie en de donkerstroom (koude emissie). Een typisch voorbeeld is dat van de buis 58 AVP (*fig. 19*), die een katode van 110 mm moest krijgen, d.i. 2,5× zo groot als bij de buis 56 AVP, terwijl toch dezelfde snelheid werd geeist [14]. Bij uniforme vergroting zou de responsietijd evenredig groter geworden zijn; men moest dus hetzelfde multiplicatorsysteem houden. Bij de ingangsoptiek hadden voor het handhaven van de snelheid en van de afmetingen van het trefoppervlak op de eerste dynode de spanningen een factor $2{,}5^2$ en dus de elektrische veldsterkten een factor 2,5 groter moeten worden, wat om verschillende redenen, met name wegens de veldemissie, niet mocht. Er werd uiteindelijk een

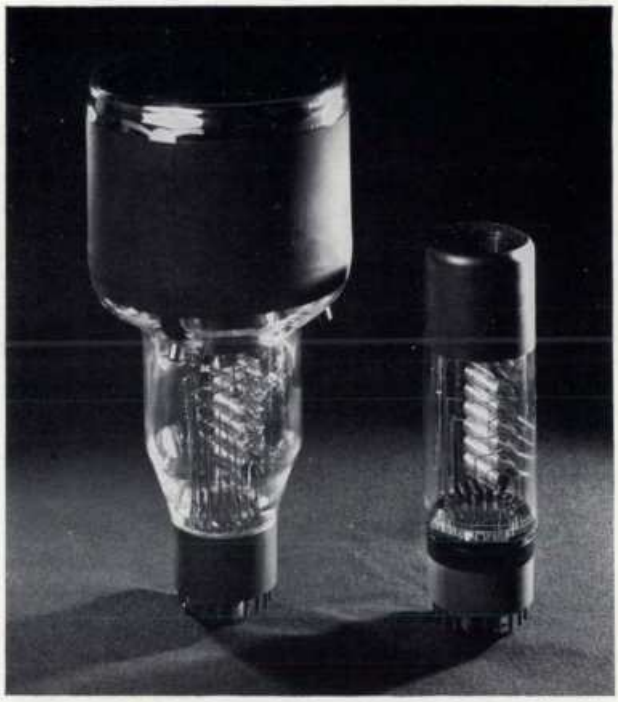


Fig. 19. De snelle fotomultiplicators 56 AVP (rechts) en 58 AVP. Lengte van de buizen resp. 18 en 27 cm.

compromis gevonden met een extra-elektrode (evenals in de buis XP 1020), die zich op de potentiaal van een der laatste dynodes bevindt, — hoewel dit compromis weer ten koste gaat van het rand-midden-verschil en het opvangrendement.

Een ander voorbeeld is de buis 152 AVP [2], die een katode van slechts 19 mm diameter heeft. Bij uniforme verkleining had men een volstrekt ontoelaatbare vergroting van de elektrische veldsterkten en vermindering van de dynodeafmetingen gekregen. Bij een verkorting van de dynodes (in de richting van de beschrijvende lijnen) zou de werking van de multiplicator nadelig beïnvloed zijn door ladingsverschijnselen op het oppervlak van de isolerende tussenschotten. Voor deze buis is derhalve een multiplicator met schelpvormige dynodes ontwikkeld (*fig. 20*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Verbetering van de mechanische sterkte

De constructie van de meeste fotomultiplicatorbuizen is van nature mechanisch niet bijzonder sterk; zo leiden b.v. de isolatie-eisen ertoe dat men vaak in plaats van mica meer breekbare materialen kiest, zoals glas en keramiek. De XP 1210 echter kan, dank zij zijn speciale montage, trillingen verdragen met versnellingen van meer dan 25 *g*. Dank zij zijn kleine afmetingen (en enkele geringe wijzigingen) heeft ook de buis 152 AVP een dergelijke sterkte. Een bijzonder sterke variant van deze buis is door de fabriek te Brive ontwikkeld (*fig. 21*): het omhulsel van de buis heeft een parallelepipedische vorm gekregen, en alle elektrodes zijn naar buiten gevoerd met behulp van stiften op twee tegenover elkaar gelegen vlakken. Hierdoor kan de buis gemakkelijk tussen twee platen met de nodige bedrading worden gemonteerd, waarna het geheel met een thermohardende hars wordt volgegoten.

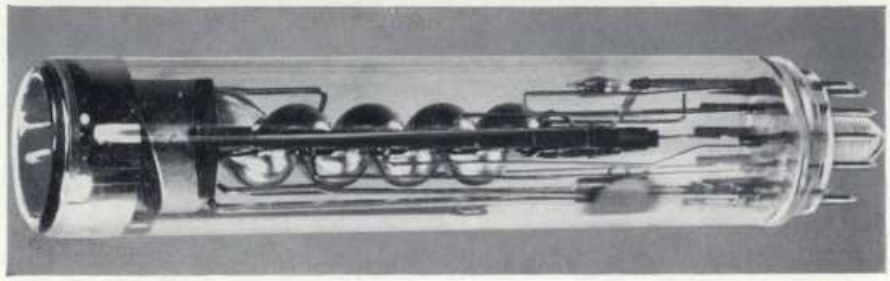


Fig. 20. Fotomultiplicator van kleine diameter, type 152 AVP. Lengte 10 cm.

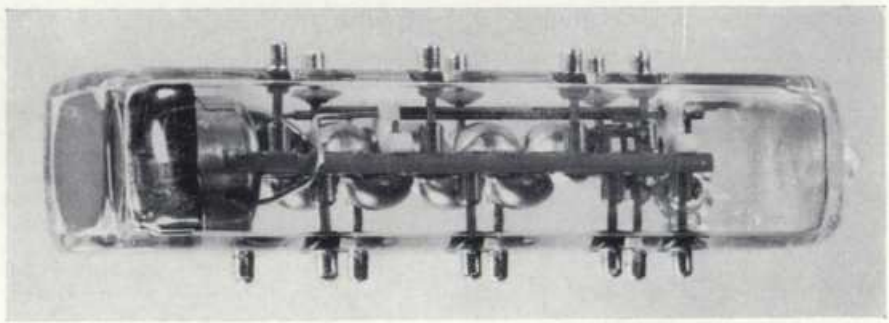


Fig. 21. Robuuste uitvoering van de 152 AVP: de buis PM 400. Lengte 9 cm.

Toekomstige ontwikkelingen

Wat betreft hun snelheid, hebben de voor het kernfysisch onderzoek bestemde fotomultiplicators thans eigenschappen die vaak het uiterste naderen waarmee de fysicus nog iets kan doen. In dit opzicht is derhalve in afzienbare tijd geen verdere opzienbarende verbetering te verwachten. Evenmin valt te hopen op een belangrijke verbetering van het quantumrendement van de fotokatode, dat bij de moderne fotokatodes (voor blauw licht) reeds zeer hoog is, hoewel men wel kan verwachten dat het toepassingsgebied voor deze katodes zich zal verbreden en dat op den duur ook gevoelige katodes in het gebied van 0,7-1 μm beschikbaar zullen komen; dit zal voor de fotometrie in het nabije infrarood zeer nuttig zijn.

Er zijn echter twee eigenschappen van de fotomultiplicators waaraan nog veel kan worden verbeterd: de donkerstroom, en de fluctuaties van de secundaire-emissiecoëfficiënten.

We hebben gezien dat de donkerstroom essentieel samenhangt met de aanwezigheid van cesium op oppervlakken waar het niet hoort. Er wordt thans een nieuwe techniek voor de fabricage van buizen met fotokatodes ontwikkeld, de zg. transfer-techniek, waarbij men de katode ter plaatse kan activeren zonder de rest van de buis te verontreinigen. De beide buisgedeelten worden hierbij in een vacuümklok gescheiden opgesteld, en

[21] G. Breuze, J.-P. Fertin en R. Petit, Photomultiplicateur rapide à fort courant de sortie et grand domaine de linéarité, Electronique Nucléaire, Compte rendu Colloque int. S.F.E.R., Paris 1963, blz. 113-125.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tegenover de katode wordt een oventje geplaatst waaruit de gewenste moleculen verdampen. Is de katode klaar, dan brengt men — steeds in vacuüm — de beide buisgedeelten bij elkaar en verbindt deze door een druklas met indium. Het resultaat is, dat de spontane emissie van de dynodes is geëlimineerd en dat men uitsluitend de thermische emissie van de katode krijgt. Daar de versterkingsfactor hierdoor iets kleiner wordt, moet men de spanningen iets opvoeren.

Wat de statistische fluctuaties van de versterkingsfactor betreft: men weet dat deze samenhangen met de lage waarden (3 à 8) van de gemiddelde secundaire-emissiecoëfficiënten. Ten gevolge van deze fluctuaties is het b.v. niet mogelijk impulsen die afkomstig zijn van pakketten van 1, 2 of 3 foto-elektronen uitsluitend door hun amplitude te onderscheiden — hetgeen bij het onderzoek van zwakke scintillaties, zoals die ten gevolge van zachte β-stralen, zeer nuttig zou zijn. In dit geval kunnen andere methodes van elektronenvermenigvuldiging uitkomst bieden. We noemen de volgende:

a) De multiplicatorpijp [22]. Deze wordt reeds toegepast als „vensterloze fotomultiplicator" voor de detectie van geladen deeltjes van geringe energie, van zachte röntgen- en van kortgolvige ultravioletstraling. De techniek wordt thans verder uitgewerkt voor beeldversterking, met behulp van pijpenplaten.

b) Vermenigvuldiging door een veldeffect in zeer dunne isolerende lagen [23].

c) Vermenigvuldiging door produktie van elektron-gat-paren in halfgeleiders met *P-N*-overgangen (analoog met die welke men voor detectie van kernstralingen gebruikt). In dit geval worden de foto-elektronen door een spanning van de orde van 40 kV versneld en als β-deeltjes in de *P-N*-overgang gedetecteerd. In ons laboratorium zijn reeds bemoedigende resultaten hiermee verkregen [24]. Wegens de relatief geringe versterkingsfactor (10^4) zijn echter speciale ruisarme versterkers met geringe bandbreedte nodig.

Het bovengenoemde voorbeeld van de buis PM 994, die gebruikt wordt voor superheterodyne-detectie van gemoduleerd licht, zou wellicht het uitgangspunt kunnen worden voor een nieuwe categorie buizen, waarin de informatie reeds ter plaatse van de fotokatode een bewerking ondergaat. Toegepast op flitsen, komt deze techniek in feite neer op een soort bemonsteringsanalyse. Voorts kan men, als men tussen katode en multiplicator een optiek toepast die een afbeelding van de katode teweegbrengt, door aftasting van deze afbeelding met behulp van een magnetisch afbuigsysteem zeer nauwkeurige informatie over de positie van een lichtpunt op het oppervlak van de katode verkrijgen. Dit is reeds toegepast voor het in-het-vizier-houden van sterren aan boord van satellieten [25].

Een en ander demonstreert hoe de fotomultiplicators zich naar een steeds sterkere specialisatie van de verschillende types en naar een steeds betere aanpassing aan de uiteenlopende eisen ontwikkelen. Deze ontwikkeling zal natuurlijk beïnvloed worden door de opkomst van de *vastestofdetectors* voor de kernfysica: op het speciale gebied van de fijnstructuur-spectrometrie zijn deze de fotomultiplicators verreweg de baas, althans voor stralingen van gemiddelde energie [26]. Bij lage energie dringt de straling te weinig in een *P-N*-overgang door, en bij zeer grote energie wordt er te weinig van in een *P-N*-overgang geabsorbeerd.

Onze conclusie is dat de suprematie en de ontwikkelingsmogelijkheden van de fotomultiplicators nog lange tijd onaangetast zullen blijven waar het erom gaat informatie uit lichtverschijnselen te halen. Wat de detectie van kernstralingen betreft, zullen de fotomultiplicators een waardevol (en nog perfectioneerbaar) hulpmiddel blijven voor die gevallen waar men naar snelle verschijnselen kijkt of naar stralingen die een zeer groot of zeer klein doordringend vermogen bezitten.

[22] J. Adams en B. W. Manley, IEEE Trans. **NS-13**, no. 3, 88-99, 1966. J. Adams en B. W. Manley, De elektronenmultiplicatorpijp, een nieuwe stralingsdetector, Philips techn. T. **28**, 256-261, 1967 (no. 8/9/10).

[23] H. M. Smith, J. E. Ruedy en G. A. Morton, Performance of a photomultiplier with a porous transmission dynode, IEEE Trans. **NS-13**, no. 3, 77-80, 1966.

[24] P. Chevalier en J. Nussli, Photomultiplicateur à haute résolution utilisant un multiplicateur semi-conducteur, C.R. Acad. Sci. Paris **264B**, 462-465, 1967 (no. 6).

[25] W. D. Atwill, Electronics **33**, no. 40, 88-91, 1960.

[26] W. K. Hofker, Halfgeleiderdetectors voor ioniserende straling, Philips techn. T. **27**, 327-340, 1965/66.

Samenvatting. In de fabricage van fotomultiplicators is men tot een grote verscheidenheid van buistypes gekomen, waarbij rekening gehouden wordt met de zeer verschillende taken waarvoor de buizen worden toegepast. Na een uiteenzetting van de algemene principes die aan de fotomultiplicator ten grondslag liggen, en van de parameters die zijn eigenschappen bepalen, wordt nader ingegaan op het onderzoek van de statistische verschijnselen die zijn prestaties beperken, zowel wat de ruis als wat de snelheid betreft. Door dit onderzoek is een beter inzicht verkregen in het onderlinge verband tussen de verschillende parameters, waardoor in zekere mate een optimalisering van de eigenschappen mogelijk wordt. Zo heeft men door een geschikte toepassing van grote elektrische veldsterkten — die gunstig zijn voor de snelheid, maar ongunstig voor de donkerstroom — de stootresponsie van de snelle fotomultiplicators tot ongeveer 1 ns terug kunnen brengen, en de spreiding van de looptijd tot ongeveer 0,1 ns. Het artikel geeft ook een beschrijving van enkele van de nieuwste ontwikkelingen, o.a. voor de heterodyne-detectie van gemoduleerd licht, en het stippelt in een slotbeschouwing enkele lijnen uit waarlangs de fotomultiplicators zich nog verder kunnen ontwikkelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven *E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland *M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (S.O.), Frankrijk *L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland *A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland *H*
MBLE Laboratoire de Recherche, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België. *B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

W. I. Acton (University of Southampton) **& M. B. Carson** (Mullard Ltd., Millbrook Works, Southampton): Auditory and subjective effects of airborne noise from industrial ultrasonic sources.
Brit. J. industr. Med. **24**, 297-304, 1967 (No. 4).

N. W. H. Addink: Our knowledge of the d.c. carbon arc. Transition probabilities.
Proc. XIV. Colloquium spectroscopicum internationale, Debrecen 1967, pp. 201-208. *E*

C. S. Aitchison: Possible Gunn-effect parametric amplifier.
Electronics Letters **4**, 15-16, 1968 (No. 1). *M*

C. S. Aitchison, R. Davies & C. D. Payne: Bandwidth of a balanced micropill-diode parametric amplifier.
IEEE Trans. **MTT-16**, 46-47, 1968 (No. 1). *M*

G. Baker & D. E. Charlton (Mullard Ltd., Millbrook Estate, Southampton): Low frequency noise in copper doped germanium infrared detectors caused by thermal impedance fluctuations.
Infrared Phys. **8**, 15-24, 1968 (No. 1).

M. Bannink (Philips Radio, Gramophone and Television Division, Eindhoven): Theorie en procesbeheersing van het elektroforetisch verven.
Verfkroniek **41**, 41-51, 1968 (No. 2).

J. Basterfield, M. J. Prescott & B. Cockayne (Ministry of Technology, Royal Radar Establishment, Great Malvern, England): An X-ray diffraction topographic study of single crystals of melt-grown yttrium aluminium garnet.
J. Mat. Sci. **3**, 33-40, 1968 (No. 1). *M*

F. Berz: Large signal a.c. field effect in depletion layers for wide gap semiconductors.
Surface Sci. **10**, 58-75, 1968 (No. 1). *M*

G. Blasse & A. Bril: Investigation of some Ce^{3+}-activated phosphors.
J.chem. Phys. **47**, 5139-5145, 1967 (No. 12). *E*

G. Blasse & A. Bril: Hypersensitivity of the $^5D_0$-$^7F_2$ transition of trivalent europium in the garnet structure.
J. chem. Phys. **47**, 5442-5443, 1967 (No. 12). *E*

G. Blasse & A. Bril: Investigations on Bi^{3+}-activated phosphors.
J. chem. Phys. **48**, 217-222, 1968 (No. 1). *E*

G. Blasse & A. Bril: Fluorescence of Eu^{2+}-activated alkaline-earth aluminates.
Philips Res. Repts. **23**, 201-206, 1968 (No. 2). *E*

G. Blasse, W. L. Wanmaker (Philips Lighting Division, Eindhoven), **J. W. ter Vrugt** (*idem*) **& A. Bril:** Fluorescence of Eu^{2+}-activated silicates.
Philips Res. Repts. **23**, 189-200, 1968 (No. 2). *E*

F. J. de Boer & J. Visser: Separation of low concentrations of halogen from some luminescent materials and elemental sulphur by a modified oxygen-flask method.
Analyst **93**, 56-58, 1968 (No. 1102). *E*

G. Bosch (Philips Radio, Gramophone and Television Division, Eindhoven): Photoconduction of *n*-type SiC.
Philips Res. Repts. **23**, 139-141, 1968 (No. 2).

G.-A. Boutry & M. Jatteau (Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris): Sur la mesure des températures de surface par télévision dans l'infrarouge.
C.R. Acad. Sci. Paris **266B**, 214-217, 1968 (No. 4). *L*

R. W. Brander, D. R. Lamb & P. C. Rundle (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Electronic conduction in thermally grown silicon dioxide films.
Brit. J. appl. Phys. **18**, 23-27, 1967 (No. 1).

S. D. Brotherton (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Dependence of MOS transistor threshold voltage on substrate resistivity.
Solid-State Electronics **10**, 611-616, 1967 (No. 6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

C. M. van der Burgt: Piezoelektrische Werkstoffe und Wandlertypen.
Elektro-Anzeiger, Ausg. ges. Industrie, **20**, No. 19, 24-28, 1967. *E*

K. H. J. Buschow & A. S. van der Goot: Intermetallic compounds in the system samarium-cobalt.
J. less-common Met. **14**, 323-328, 1968 (No. 3). *E*

J. R. Chamberlain, A. C. Everitt & J. W. Orton: Optical absorption intensities and quantum counter action of Er^{3+} in yttrium gallium garnet.
J. Physics C (Proc. Phys. Soc.), ser. 2, **1**, 157-164, 1968 (No. 1). *M*

F. J. du Chatenier: Space-charge-limited photocurrent in vapour-deposited layers of red lead monoxide.
Philips Res. Repts. **23**, 142-150, 1968 (No. 2). *E*

R. W. Cooper, W. A. Crossley, J. L. Page & R. F. Pearson: Faraday rotation in YIG and TbIG.
J. appl. Phys. **39**, 565-567, 1968 (No. 2, Part I). *M*

J. Cornelissen, G. Piesslinger & A. M. M. de Rijk (Philips Glass Division, Eindhoven): The strengthening of glass-ceramics by ion exchange.
Proc. Symp. sur la surface du verre et ses traitements modernes, Luxembourg 1967, paper No. II-1, 19 pp.

H. J. van Daal: Polar optical-mode scattering of electrons in SnO_2.
Solid State Comm. **6**, 5-9, 1968 (No. 1). *E*

M. B. Das (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Charge-control analysis of m.o.s. and junction-gate field-effect transistors.
Proc. IEE **113**, 1565-1570, 1966 (No. 10).

M. B. Das (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Generalised high-frequency network theory of field-effect transistors.
Proc. IEE **114**, 50-59, 1967 (No. 1).

J. B. Davies & B. J. Goldsmith: An analysis of general mode propagation and the pulse-shortening phenomenon in electron linear accelerators.
Philips Res. Repts. **23**, 207-232, 1968 (No. 2). *M*

A. M. van Diepen (Natuurkundig Laboratorium der Universiteit van Amsterdam), **H. W. de Wijn** (*idem*) **& K. H. J. Buschow:** Nuclear magnetic resonance in $DyAl_3$, $HoAl_3$, and α-$ErAl_3$.
Physics Letters **26A**, 340-341, 1968 (No. 8). *E*

J. J. Engelsman, J. Knaape & J. Visser: Volumetric determination of the U/O ratio in uranium oxides.
Talanta **15**, 171-176, 1968 (No. 2). *E*

U. Enz & H. van der Heide: Domain-wall mobility in Si-doped YIG.
J. appl. Phys. **39**, 435-437, 1968 (No. 2, Part I). *E*

I. Flinn: Surface properties of *n*-type gallium arsenide.
Surface Sci. **10**, 32-57, 1968 (No. 1). *M*

A. J. Fox & J. R. Mansell: Light modulation at video frequencies.
Electronics Letters **4**, 12, 1968 (No. 1). *M*

J. G. C. de Gast: Berekening en constructie van hydrostatische lagers.
Polytechn. T. Werktuigbouw **23**, 141-150, 187-196, 1968 (Nos. 4, 5). *E*

J. M. Goethals & J. J. Seidel (Technische Hogeschool, Eindhoven): Orthogonal matrices with zero diagonal.
Canad. J. Math. **19**, 1001-1010, 1967 (No. 5). *B*

C. A. A. J. Greebe & W. F. Druyvesteyn: Some considerations on Alfvén-wave resonances in non-viscous liquid metals.
Philips Res. Repts. **23**, 121-130, 1968 (No. 2). *E*

C. A. A. J. Greebe, W. F. Druyvesteyn & A. J. Smets: Alfvén wave resonances in liquid Na.
Physics Letters **26A**, 337-338, 1968 (No. 8). *E*

J. A. Greefkes & F. de Jager: Continuous delta modulation.
Philips Res. Repts. **23**, 233-246, 1968 (No. 2). *E*

G. J. van Gurp: Flux-transport noise in type-II superconductors.
Phys. Rev. **166**, 436-446, 1968 (No. 2). *E*

E. E. Havinga: Band structure and superconductivity of non-transition metals.
Physics Letters **26A**, 244-246, 1968 (No. 6). *E*

H. F. van Heek: Current saturation and negative resistance in evaporated CdSe layers.
Physics Letters **26A**, 175-176, 1968 (No. 5). *E*

H. F. van Heek: Hall mobility of electrons in the space-charge layer of thin film CdSe transistors.
Solid-State Electronics **11**, 459-467, 1968 (No. 4). *E*

J. C. M. Henning: Magnetic, optical and e.p.r. properties of Cs_3ZnCl_5 with dilute Co^{2+} ions.
Z. angew. Physik **24**, 281-287, 1968 (No. 5). *E*

J. C. M. Henning, R. P. van Stapele, G. E. G. Hardeman & P. F. Bongers: Determination of exchange interactions in pairs of coupled Co^{2+} ions in Cs_3ZnCl_5 and Cs_3ZnBr_5.
Magnetic resonance and relaxation, Proc. XIVth Colloque Ampère, Ljubljana 1966, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1967, pp. 1203-1204. *E*

G. H. Jonker: The application of combined conductivity and Seebeck-effect plots for the analysis of semiconductor properties.
Philips Res. Repts. **23**, 131-138, 1968 (No. 2). *E*

H. Jonker, H. J. Veenendaal (Philips Radio, Gramophone and Television Division, Eindhoven), **C. J. G. F. Janssen & J. O. M. van Langen** (*idem*): PD-photoplating — a new photographic additive printed circuit process.
Proc. Symp. Inst. Metal Finishing, Folkestone 1966, 5 pp.; 1967. *E*

F. M. Klaassen: Thermal noise in space-charge-limited solid-state diodes.
Solid-State Electronics **11**, 377-378, 1968 (No. 3). *E*

H. Klotz & B. Schmidl: Verfahrenstechnik zur Rückgewinnung von Indiumverbindungen aus Abgasen in der Lampenindustrie.
Verfahrenstechnik **2**, 25-27, 1968 (No. 1). *A*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

H. G. Kock, D. de Nobel, M. T. Vlaardingerbroek & P. J. de Waard: Continuous-wave planar avalanche diode with restricted depletion layer.
Proc. IEEE **56**, 105, 1968 (No. 1). *E*

J. van Laar, H. J. Endeman (Laboratorium voor Kristalchemie der Rijks-Universiteit, Utrecht) **& J. M. Bijvoet** (*idem*): Remarks on the relation between microscopic and macroscopic crystal optics.
Acta cryst. **A 24**, 52-56, 1968 (No. 1). *E*

D. R. Lamb & P. C. Rundle (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): A non-filamentary switching action in thermally grown silicon dioxide films.
Brit. J. appl. Phys. **18**, 29-32, 1967 (No. 1).

D. B. Lee (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Diffusion into silicon from an arsenic-doped oxide.
Solid-State Electronics **10**, 623-624, 1967 (No. 6).

P. R. Locher: Nuclear magnetic resonance of copper and cobalt in metallic conducting spinels.
Z. angew. Physik **24**, 277-280, 1968 (No. 5). *E*

F. K. Lotgering & R. P. van Stapele: Magnetic properties and electrical conduction of copper-containing sulfo- and selenospinels.
J. appl. Phys. **39**, 417-423, 1968 (No. 2, Part I). *E*

P. Massini & G. Voorn: Optical and photochemical properties of chlorophyll *a* solubilized in aqueous solutions of surfactants.
Biochim. biophys. Acta **153**, 589-601, 1968 (No. 3). *E*

R. Memming & G. Neumann: On the relationship between surface states and -radicals at the germanium-electrolyte interface.
Surface Sci. **10**, 1-20, 1968 (No. 1). *H*

R. F. Mitchell: Some new materials for ultrasonic transducers.
Ultrasonics **6**, 112-116, 1968 (No. 2). *M*

R. F. Mitchell & M. Redwood (Dept. of Electrical & Electronic Engng., Queen Mary College, University of London): Frequency response of a distributed piezoelectric source of sound.
Electronics Letters **4**, 107-109, 1968 (No. 6). *M*

F. D. Morten & R. E. J. King (Mullard Ltd., Millbrook Estate, Southampton): Multi-element infrared detectors for high information rate systems.
Infrared Phys. **8**, 9-14, 1968 (No. 1).

B. J. Mulder: Symmetry of the fluorescence and absorption spectra of anthracene crystals.
J. Phys. Chem. Solids **29**, 182-184, 1968 (No. 1). *E*

J. Neirynck: Compensation of parasitic capacitances in broadband filters.
IEEE Trans. **CT-14**, 250-259, 1967 (No. 3). *B*

J. M. Noothoven van Goor & H. M. G. J. Trum: Distribution coefficient and donor valency of tellurium in bismuth.
J. Phys. Chem. Solids **29**, 341-345, 1968 (No. 2). *E*

C. van Opdorp: Evaluation of doping profiles from capacitance measurements.
Solid-State Electronics **11**, 397-406, 1968 (No. 4). *E*

A. E. Pannenborg: Decision making in research policy at the industrial level.
Ciba Foundation and Science of Science Foundation Symp. on decision making in national science policy, 1968, Churchill, London, p. 99-103. *E*

L. G. Pittaway, J. Smith & B. W. Nicholls: Laser induced electron emission using a pulsed argon laser.
Physics Letters **26A**, 300-301, 1968 (No. 7). *M*

A. Rabenau, H. Rau & G. Rosenstein: Über die Bleisulfidhalogenide $Pb_5S_2J_6$ und $Pb_7S_2Br_{10}$.
Naturwiss. **55**, 82, 1968 (No. 2). *A*

J. E. Ralph & M. G. Townsend: Near-infrared fluorescence and absorption spectra of Co^{2+} and Ni^{2+} in MgO.
J. chem. Phys. **48**, 149-154, 1968 (No. 1). *E, M*

P. Reijnen: Phase equilibria in the system MgO-FeO-Fe_2O_3.
Philips Res. Repts. **23**, 151-188, 1968 (No. 2). *E*

D. A. Schreuder (Philips Lighting Division, Eindhoven): Road tunnels in the Netherlands.
Light and Lighting **60**, 370-377, 1967 (No. 12).

P. J. Severin: Superphase velocity effects caused by a single particle.
Physica **36**, 509-524, 1967 (No. 4). *E*

P. J. Severin: Superphase velocity effects caused by a single electron in a magnetoplasma.
Physica **37**, 632-652, 1967 (No. 4). *E*

I. Teramoto & A. M. J. G. van Run: The existence region and the magnetic and electrical properties of MnSb.
J. Phys. Chem. Solids **29**, 347-355, 1968 (No. 2). *E*

D. R. Tilley: Influence of planar defects on superconducting surface nucleation fields.
J. Physics C (Proc. Phys. Soc.), ser. 2, **1**, 293-298, 1968 (No. 2). *M*

M. G. Townsend: Visible charge transfer band in blue sapphire.
Solid State Comm. **6**, 81-83, 1968 (No. 2). *M*

M. G. Townsend & W. A. Crossley: Magnetic susceptibility of rare-earth compounds with the pyrochlore structure.
J. Phys. Chem. Solids **29**, 593-598, 1968 (No. 4). *E, M*

H. J. L. Trap: Influence de certains traitements simples sur la conductivité superficielle de verres contenant de l'oxyde de plomb.
Proc. Symp. sur la surface du verre et ses traitements modernes, Luxembourg 1967, paper No. I-1, 19 pp. *E*

B. Tuck: Conduction band density of states in impure GaAs.
J. Phys. Chem. Solids **29**, 615-622, 1968 (No. 4). *M*

M. L. Verheijke: Efficiencies of a coincidence spectrometer for positron annihilation radiation. Addendum.
Nucl. Instr. Meth. **58**, 347-348, 1968 (No. 2). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

H. W. Werner & H. A. M. de Grefte: Ein Massenspektrometer zur Untersuchung Dünner Schichten.
Vakuum-Technik **17**, 37-41, 1968 (No. 2). *E*

J. S. C. Wessels: Isolation and properties of two digitonin-soluble pigment-protein complexes from spinach.
Biochim. biophys. Acta **153**, 497-500, 1968 (No. 2). *E*

J. S. van Wieringen: Note of Mössbauer fraction in powders of small particles.
Physics Letters **26A**, 370-371, 1968 (No. 8). *E*

G. N. Wills (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Solid state diffusion of antimony in germanium, from the vapour phase, in a vacuum furnace.
Solid-State Electronics **10**, 1-8, 1967 (No. 1).

P. Wodon: Quelques aspects du calcul non numérique sur ordinateurs.
Rev. MBLE **10**, 59-67, 1967 (No. 2). *B*

G. Zanmarchi & P. F. Bongers: Magnon sidebands in the optical spectrum of $RbNiF_3$.
Solid State Comm. **6**, 27-31, 1968 (No. 1). *E*

Inhoud van Philips Telecommunication Review **27**, No. 3, 1968:

T. M. Schuringa: Reed switches for telephony switching (p. 105-123).
H. Nort, S. de Vleminck & H. Bouwman: Amplitude-modulated voice-frequency telegraph system type 3TR 1100 (p. 124-134).
W. Beijnink: Programme transmission on carrier telephone routes (p. 135-143).

Inhoud van Electronic Applications **28**, No. 1, 1968:

B. J. M. Overgoor: Impedance matching network for capacitor microphones (p. 1-5).
J. Tuil: Intermodulation in aerial amplifiers (p. 6-21).
A. Cense: Recent developments in circuits and transistors for television receivers, VI. Clamping circuit for colour difference signals (p. 22-28).
H. Schmidt: Thermal feedback in integrated circuits (p. 29-39).

Inhoud van Mullard Technical Communications **10**, No. 91, 1968:

L. M. Cash: V.h.f. transistor transmitters for a.m. and f.m. operating directly from vehicle batteries (p.2-13).
D. Singh: Mobile 166 MHz a.m. communications receiver (p. 14-29).
J. M. Siemensma: Electronic aerial switch for mobile transceivers (p. 30-31).

Inhoud van Valvo Berichte **14**, No. 1, 1968:

U. J. Pittack: Hochleistungs-Impulsklystrons in Linearbeschleunigern (p. 1-25).
E. Ginsberg: Entwurf monolitischer integrierter Schaltungen. Schaltungselemente der integrierten Technik, Grundregeln für die Ausführung integrierter Schaltungen (p. 26-36).

Jaargang 29, 1968, no. 8/9 blz. 245-300 Verschenen 9 september 1968

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!